This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

COLLECTION DE MÉMOIRES RELATIFS A LA PHYSIQUE.

DEUXIÈME SÉRIE.

QUEEN'S LIBRARY

LES

QUANTITÉS ÉLÉMENTAIRES D'ÉLECTRICITÉ

ONS, ÉLECTRONS, CORPUSCULES

MÉMOIRES REUNIS ET PUBLIÉS

PAR

Henri ABRAHAM ET Paul LANGEVIN.

SECOND FASCICULE.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, DU BUREAU DES LONGITUDES,

55, Quai des Grands-Augustins.

1905.

TO NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
159242A
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS
R 1924 L

SUR LA CONDUCTIBILITÉ DES GAZ CHAUDS

EXTRAITS DES FLAMMES,

PAR J.-A. Mc CLELLAND.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLVI, juillet 1898, p. 29-42.

C'est un fait bien connu qu'un corps électrisé perd sa charge quand on en approche une flamme, même s'il n'y a pas contact avec la flamme, mais seulement avec les gaz chauds qui en proviennent.

De nombreuses recherches ont été faites sur ce sujet de la conductibilité des flammes. On trouvera leurs résultats exposés dans le quatrième Volume des *Leçons d'Électricité*, de Wiedemann, et dans un Mémoire postérieur d'Arrhénius (1).

Les recherches exposées dans le présent Mémoire se rapportent à la conductibilité des gaz extraits des flammes plutôt qu'à celle des flammes elles-mêmes; les conditions sont plus simples et la nature des électrodes employées n'a pas la même importance (2).

La méthode employée est simple : le gaz circule dans un tube de laiton à l'intérieur duquel on a placé une électrode isolée pouvant être portée à un potentiel quelconque. On détermine la conductibilité d'après la vitesse de chute du potentiel de l'électrode, mesurée à l'électromètre. Pour des expériences sur la conductibilité des flammes elles-mêmes, on pourrait employer un galvanomètre sensible, mais, pour les gaz extraits des flammes, la conductibilité serait trop faible pour qu'on puisse la mesurer avec un galvanomètre.

(1) *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891.

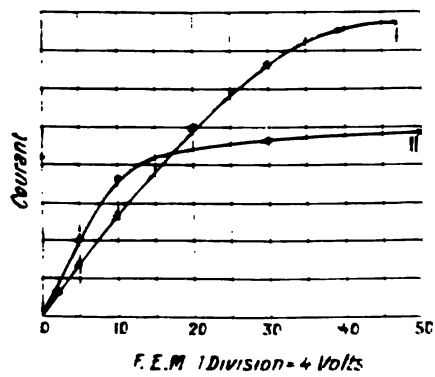
(2) Sur cette partie du sujet, *voir* GIESE, *Wied. Ann.*, t. XVII, 1882, et t. XXXVIII, 1889.

1. — Relation entre le courant et la force électromotrice.

On a employé, pour cette détermination, le dispositif suivant (voir *fig. 3, partim*) : Un tube de métal de 3^cm.,7 de diamètre, portant un entonnoir à sa partie inférieure, est disposé au-dessus d'un brûleur Bunsen ordinaire à couronne réglé de façon à donner une flamme bien régulière. Les produits de la combustion montent dans ce tube avec une vitesse constante en chaque point, dès que le tube a atteint une température permanente : le brûleur est assez large pour assurer, autant que possible, l'uniformité du courant de gaz conducteur en tous les points d'une section horizontale du tube. Une tige de laiton, longue de 10^cm., ayant 0^cm.,5 de diamètre, est placée suivant l'axe du tube et isolée à l'aide d'un bouchon d'ébonite qui traverse la paroi du tube. Cette tige est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, le tube est lui-même relié à la terre. Les deux paires de quadrants sont d'abord réunies ensemble et mises en communication avec un des pôles d'une batterie d'accumulateurs, l'autre pôle étant à la terre : les quadrants reliés à la tige de laiton sont ensuite séparés de la batterie et le déplacement de l'aiguille du galvanomètre mesure le courant correspondant à la force électromotrice employée.

La figure 1 donne (courbes I, II) les résultats de deux séries d'ex-

Fig. 1.



périences. Dans le cas de la courbe II, la vitesse du courant d'air chaud a été diminuée en plaçant au sommet du tube A un carton percé de nombreux petits trous. Les valeurs du courant sont exprimées en unités arbitraires.

Ces courbes montrent immédiatement que le conducteur ne suit pas la loi d'Ohm, mais que le courant tend vers un maximum constant quand la force électromotrice devient suffisamment grande.

C'est la forme de courbe que l'on devait s'attendre à obtenir si l'on regarde la conductibilité du gaz comme due à son ionisation dans la flamme, c'est-à-dire le gaz qui passe près de l'électrode isolée comme contenant des ions chargés positivement et négativement. Si l'électrode est chargée positivement, les particules chargées négativement sont attirées par elle et lui abandonnent leur charge, d'où résulte la déperdition observée.

Soient :

v la mobilité d'un ion (vitesse dans le champ unité);
v' la vitesse du courant gazeux ascendant;
l la longueur de l'électrode isolée chargée au potentiel V;
r_0 le rayon de l'électrode;
r_1 le rayon du tube.

Les ions situés à une distance de l'axe inférieure à ρ seront déchargés par l'électrode, ρ étant donné par

$$\frac{l}{v'} = \frac{1}{v\mathrm{V}} \frac{\rho^2 - r_0^2}{2} \log \frac{r_1}{r_0}.$$

Par suite, si q désigne la charge portée par les ions d'un certain signe contenus dans l'unité de volume, la quantité d'électricité abandonnée par unité de temps à l'électrode est

$$\pi(\rho^2 - r_0^2)v'q = \frac{2\pi q l v \mathrm{V}}{\log \frac{r_1}{r_0}}.$$

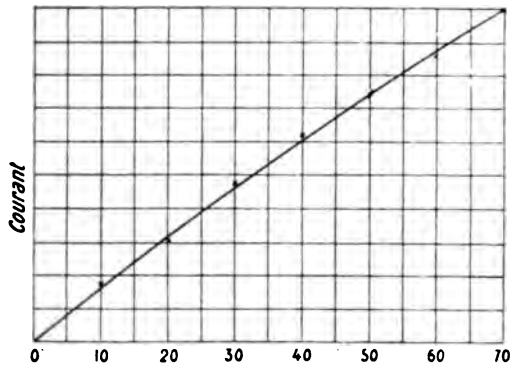
Le courant est donc proportionnel à la force électromotrice jusqu'à ce que $\rho = r_1$, quand toutes les particules ont cédé leur charge à l'électrode.

Nous avons négligé, dans ce calcul, la vitesse de recombinaison des ions de signes contraires; à mesure que l'on monte dans le tube, la recombinaison diminue la conductibilité, de sorte qu'une grande force électromotrice, en déchargeant les ions plus tôt sur l'électrode, augmente légèrement le courant; il en résulte que la courbe ne devient pas parfaitement rectiligne à partir du point où la force électromotrice est suffisante pour décharger tous les ions avant qu'ils aient dépassé l'électrode.

Dans la courbe II, le courant maximum est atteint pour une force électromotrice plus faible que pour I, parce que la vitesse du courant gazeux est moindre et que les particules chargées prennent plus de temps à parcourir la longueur de l'électrode.

La courbe III (*fig.* 2) se rapporte à une série d'expériences effec-

Fig. 2.



F.E.M. 1 *Division* = 4 *Volts.*

tuées en employant un tube plus large ($r_1 = 4^{cm}$) avec une vitesse v' supérieure à 100^{cm} par seconde. On voit que, jusqu'au plus haut voltage employé (280 volts), le courant est sensiblement proportionnel à la force électromotrice. D'un autre côté, avec un tube plus étroit et une plus faible vitesse des particules ascendantes, le courant de saturation a été atteint pour une force électromotrice de quelques volts.

Si, au-dessus de l'électrode (que nous désignerons par B), on en place une autre C reliée à l'électromètre et chargée à un potentiel suffisamment élevé pour donner le courant maximum, et si l'on vient à élever le potentiel de B, la vitesse de déperdition de C diminue jusqu'à s'annuler, ce qui a lieu quand le potentiel de B est assez élevé pour donner le courant maximum. Dans ce cas, toutes les particules ont été déchargées avant de dépasser l'électrode B, et le gaz, au-dessus de cette électrode, a perdu toute conductibilité. La vitesse de déperdition maximum de B est la même, quel que soit le signe de sa charge, ce qui prouve que les charges totales d'électricité négative et d'électricité positive transportées par les ions sont égales.

On peut calculer la quantité totale d'électricité portée par les ions d'un signe déterminé par unité de volume du gaz qui provient de la flamme. Une électrode reliée à une capacité de 280 unités C. G. S (y

compris celle de l'électromètre) présentait une chute de potentiel de 5 volts par seconde, soit une perte de $\frac{14}{3}$ d'unité électrostatique par seconde. Le gaz était déchargé dans une section de 3^{cm^2} autour de l'électrode, la vitesse du courant gazeux était 130^{cm} par seconde; la charge par centimètre cube était donc $\frac{1}{85}$ d'unité électrostatique. Si chaque particule chargée a la charge d'un atome, leur nombre est de l'ordre de 10^9 par centimètre cube, c'est-à-dire que le rapport du nombre des ions au nombre des molécules est de l'ordre de 10^{-12}. Ces nombres se rapportent au gaz situé en un point à 17^{cm} environ de la flamme; plus près de la flamme, le nombre des atomes dissociés est, naturellement, beaucoup plus grand, et ce nombre décroît rapidement quand le gaz s'éloigne davantage de la flamme.

2. — Recombinaison des ions.

L'électrode est chargée à un potentiel assez élevé pour que tous les ions soient déchargés bien avant d'avoir atteint l'extrémité supérieure de la baguette. Celle-ci est descendue à différents niveaux dans le cylindre et, dans chaque cas, la vitesse de déperdition mesure la conductibilité à un certain niveau au-dessus de la flamme. En mesurant les températures et, par suite, les vitesses relatives du courant gazeux, on peut exprimer la conductibilité en fonction du temps écoulé depuis que le gaz a quitté la flamme. Les résultats numériques s'accordent bien avec la formule

$$\alpha t = \frac{1}{n} - \frac{1}{N}$$

déduite de

$$-\frac{dn}{dt} = \alpha n^2,$$

c'est-à-dire de l'hypothèse que le nombre de collisions par seconde est proportionnel au carré du nombre des ions présents.

3. — Mobilité des ions.

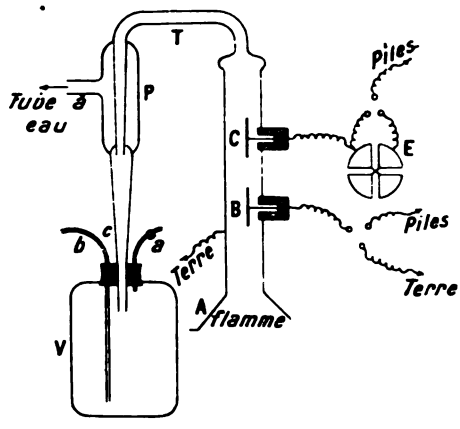
On peut facilement déterminer la vitesse avec laquelle les ions positifs et négatifs se déplacent dans un champ donné. La figure 3 représente l'appareil employé.

A est un tube cylindrique de $0^{cm},85$ de rayon, avec deux électrodes B et C placées l'une au-dessus de l'autre suivant l'axe du tube, ayant toutes les deux $6^{cm},5$ de longueur et $0^{cm},2$ de diamètre. Ces électrodes sont isolées et supportées par des bouchons d'ébonite. Pour empêcher le dépôt d'humidité à la surface de l'ébonite de compro-

mettre l'isolement, on donne à ces bouchons la forme indiquée sur l figure, de sorte que la surface isolante n'est pas exposée directemer au courant gazeux.

Un tube T met le cylindre A en communication avec une trompe eau P. La trompe est reliée par un tube en verre *c*, comme l'indiqu la figure, à un grand flacon de verre V, qui est muni en outre de deu

Fig. 3.



tubes *a* et *b*, le premier dépassant à peine le bouchon, l'autre plon geant jusqu'au fond du flacon. L'eau et l'air aspirés entrent par *c*, e le robinet dont *a* est muni peut facilement être réglé de façon que l flacon reste à moitié plein d'eau, l'eau s'échappant par *b* et l'air par *a* On le maintient tel pendant une expérience; puis, en fermant *a* e en déterminant le temps que le niveau de l'eau dans V met à descendr de quelques centimètres, connaissant la section du flacon, on en dé duit le volume d'air aspiré à travers A en un temps donné. Connais sant la section de A et aussi la température en un point déterminé d l'intérieur de ce tube, on en déduit la vitesse du courant gazeux en c point. La température est obtenue en enlevant le manchon d'ébonit et en introduisant un thermomètre.

A est relié à la terre, C chargé à l'aide d'accumulateurs et la vitess de déperdition mesurée comme précédemment. C est chargé à u potentiel suffisamment élevé pour assurer la décharge complète d gaz. La vitesse de déperdition de C est ainsi déterminée : 1° quand est relié au sol; 2° quand B est chargé à un potentiel tel que la vitess de déperdition de C soit à peu près diminuée de moitié. Ces deu déterminations permettent de calculer la mobilité des particules chai

gées. Les ions de signe contraire à la charge de l'électrode B, contenus dans une partie de la section du tube, sont déchargés par B; la surface ainsi déchargée est donnée, comme on l'a vu, par

$$t = \frac{1}{\nu V} \frac{\rho^2 - r_0^2}{2} \log \frac{r_1}{r_0} = \frac{l}{v'}.$$

On peut déduire ρ de la vitesse de déperdition de C dans les deux cas mentionnés; connaissant v', vitesse du courant gazeux, l'équation précédente donne la mobilité ν de l'ion.

Dans la pratique, V est choisi de façon à diminuer de moitié environ la vitesse de déperdition de C. On peut vérifier la valeur de ν, ainsi calculée, en cherchant quelle valeur de V est juste suffisante pour annuler la conductibilité au niveau de C.

Cette méthode a donné une mobilité de

$0^{cm},2$ par seconde.

Ce nombre résulte d'un très grand nombre d'expériences concordantes au $\frac{1}{10}$. La vitesse v' a varié de 15^{cm} à 30^{cm} par seconde, et le potentiel V de l'électrode B, de 1 à 4 volts.

Une autre série de déterminations de la mobilité de l'ion a été faite avec un tube de plus grand rayon ($r_1 = 4^{cm}$), et avec deux électrodes, l'inférieure B ayant une longueur de 43^{cm} et un rayon de $0^{cm},4$. La vitesse du courant d'air était mesurée à l'aide d'un anémomètre adapté au tube. Une détermination de cette deuxième série a donné :

Déperdition de C :

200 divisions en 11 secondes, quand B était au potentiel..	0
200 » 18 » » ..	40 volts
Vitesse du courant d'air au niveau de B	$v' = 122^{cm}$ par sec.

Cela donne, pour la mobilité,

$0^{cm},22$ par seconde.

L'accord entre les résultats des deux séries d'expériences est aussi satisfaisant qu'on pouvait l'espérer, étant donnée la nature des expériences.

Toutes ces déterminations de la mobilité des ions ont été faites très peu de temps après que le gaz avait quitté la flamme et alors que sa température était d'environ 200° C. Ceci est important, ainsi que des recherches ultérieures l'ont montré.

Cette mobilité est très inférieure à celle trouvée pour les ions des gaz rœntgenisés [1].

Si l'on regarde la charge de l'ion comme invariable, on doit supposer que, dans le cas actuel, l'ion chargé a groupé autour de lui un certain nombre de molécules neutres qui augmentent sa masse, sans accroître sa charge, diminuant ainsi sa mobilité. Nous n'avons pas de données suffisantes pour déterminer la dimension de la particule chargée, même en admettant qu'elle porte la charge atomique, car cette particule est si petite que les équations du mouvement visqueux ne s'appliquent pas.

4. — Différences de mobilités entre les ions des deux signes.

Quand on charge les deux électrodes B et C d'un certain signe, puis, dans une autre expérience, du signe contraire, on trouve que la mobilité des ions négatifs est environ 1,15, celle des ions positifs étant prise pour unité.

Cette inégalité des mobilités explique l'expérience suivante (Lord Kelvin) : Si l'on aspire le gaz qui vient de la flamme par un tube mis à la terre à travers une boîte métallique isolée, reliée à l'électromètre, et remplie d'un tampon d'ouate peu serré, la boîte prend une faible charge négative. Si, maintenant, les gaz ont passé auprès d'une électrode soumise à une force électromotrice alternative (insuffisante pour arrêter tous les ions), les ions négatifs qui vont plus vite sont déchargés en plus grand nombre, et la boîte se charge positivement.

5. — Variations de la mobilité des ions.

La mobilité des ions, très peu altérée à petite distance de la flamme, décroît très vite quand on s'éloigne des parties chaudes de la flamme. On aspire le gaz à travers un tube où sont disposées plusieurs électrodes à différentes distances de la flamme. On détermine pour chacune la mobilité des ions et la température.

Distance de l'extrémité de la flamme.	Température.	Mobilité en centimètres par seconde.
cm	°	
5,5	230	0,23
10	160	0,21
14,5	105	0,04

Même résultat avec la flamme de CO substituée à celle du gaz d'éclairage. Il semble donc qu'il y ait, dans les parties froides, condensation rapide sur l'ion de quelque substance neutre qui n'est pas H^2O.

---

[1] Rutherford, *Phil. Mag.*, novembre 1897, Mémoire traduit dans ce Recueil.

6. — Décharges par les toiles métalliques fines.

Quand la vitesse que prend l'ion avec une certaine valeur du champ électrique a diminué à quelque distance de la flamme, cet ion peut traverser bien plus facilement une toile métallique sans être déchargé, que si la toile était placée plus près de la flamme.

Dans une expérience, une électrode chargée, placée dans le tube à 35^{cm} environ de la flamme, perdait sa charge à raison de 50 divisions de l'échelle en 30 secondes. Une toile métallique fine placée dans le tube juste au-dessous de cette électrode, c'est-à-dire en un point où la vitesse des ions était faible, diminuait à peine la vitesse de déperdition. La même toile, placée à 10^{cm} de la flamme, réduisait la déperdition de la même électrode à 50 divisions en 75 secondes.

Il en résulte même une différence plus grande encore entre les pouvoirs de décharge de la toile dans les deux positions que ne l'indiquent les nombres précédents, car, dans la seconde position, la perte de conductibilité par recombinaison en montant dans le tube est moindre que dans le premier cas.

Cette différence s'explique par le fait suivant : lorsque l'ion a une plus faible vitesse dans un champ électrique donné, le nombre des ions qui viennent au contact de la toile métallique par diffusion est moins considérable. On peut montrer que, pour un tel gaz, enfermé entre deux plans parallèles ou bien dans un cylindre, le rapport de la conductibilité au temps t à la conductibilité initiale varie comme e^{-2vt}, v désignant la mobilité de l'ion [1].

Par suite, on voit que, si v est plus petit, le nombre d'ions déchargés par diffusion au contact des fils de la toile métallique est plus faible.

---

[1] *Voir* TOWNSEND, *Phil. Mag.*, t. XLV, mai 1898.

LA RECOMBINAISON DES IONS DANS LES GAZ

A DIFFÉRENTES PRESSIONS,

PAR R.-K. M^c CLUNG.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. III, 1902, p. 283 à 305.

Lorsqu'un gaz a été soumis à l'action des rayons de Rœntgen, l'ionisation qui s'y est produite subsiste pendant un temps court après la suppression de la source de radiations. Les ions positifs et négatifs mettent un temps appréciable pour se recombiner mutuellement; et dans certains cas, il est nécessaire de faire intervenir la loi suivant laquelle ces ions disparaissent par recombinaison. Cette question de la recombinaison a été étudiée par le professeur Rutherford (*Phil. Mag.*, novembre 1897) pour l'air et quelques autres gaz à la pression atmosphérique. Dans cette Note il indique que la loi suivant laquelle les centres électrisés présents dans les gaz se recombinent à partir du moment où l'on a arrêté les rayons est donnée par l'équation

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2, \tag{1}$$

n étant le nombre d'ions par centimètre cube dans le gaz un temps t après que les rayons ont cessé d'agir, et α une constante pour un gaz donné et à la pression atmosphérique. Si N est le nombre maximum d'ions par centimètre cube quand le régime permanent est établi avant la suppression du rayonnement, l'équation précédente donne par intégration :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t. \tag{2}$$

Objet des recherches.

Les présentes recherches ont été entreprises sur les conseils du professeur Rutherford dans le but de déterminer la loi de la recombinaison dans les gaz sous des pressions autres que la pression atmosphérique et de trouver la relation qui existe entre les valeurs de la recombinaison à différentes pressions. Leur objet était par conséquent le suivant :

1° Vérifier si la loi de recombinaison, exprimée par l'équation (1), est encore exacte pour l'air sous des pressions supérieures ou inférieures à la pression atmosphérique;

2° Si elle est encore exacte, trouver la relation entre la valeur de α à une pression donnée et sa valeur à une autre pression;

3° Déterminer α en valeur absolue.

Dans ce but, la méthode employée par le professeur Rutherford pour ses recherches antérieures fut adoptée en principe, mais l'appareil était quelque peu différent en détail.

Pour étudier la loi, donnée par l'équation (2), il est nécessaire de pouvoir mesurer le nombre maximum d'ions contenus dans un volume donné de gaz quand le régime permanent est établi, et de pouvoir aussi mesurer le nombre d'ions qui subsistent au bout d'un temps donné après l'arrêt des rayons. Dans ce but, le dispositif suivant fut adopté.

Description de l'appareil.

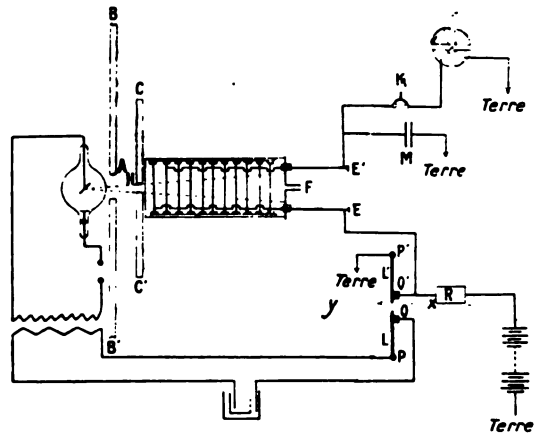
La disposition générale des appareils et des connexions est indiquée dans le schéma (*fig.* 1).

Le tube employé pour la production des rayons Rœntgen était un tube focus automatique de la forme habituelle, avec régulateur à étincelles, alimenté par une grande bobine de Ruhmkorff. La bobine fonctionnait à l'aide du courant d'un circuit de 110 volts avec un interrupteur Wehnelt de basse fréquence en série. Pour augmenter l'intensité de la décharge dans le tube focus, un éclateur à étincelles d'environ $1^{cm},5$ de longueur était mis en série avec le tube sur le secondaire de la bobine.

La bobine d'induction et le tube à rayons X étaient complètement enfermés dans une petite caisse métallique reliée au sol et les rayons sortaient par une petite ouverture percée dans une plaque de plomb épaisse BB'. A faible distance en avant de cette plaque se trouvait une

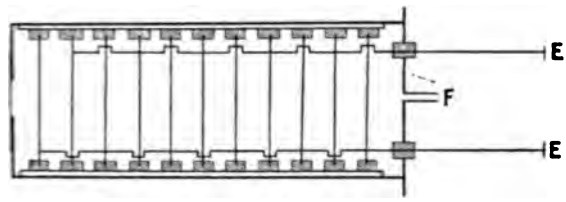
autre plaque de plomb épaisse CC'. Les rayons passaient à travers un petit orifice rectangulaire H pratiqué dans cette plaque et pénétraient

Fig. 1.



dans un cylindre de laiton à travers une fenêtre d'aluminium. Le cylindre, dont la figure 2 donne le détail, contenait les électrodes entre lesquelles on mesurait le courant.

Fig. 2.



Les électrodes étaient constituées par de très minces feuilles d'aluminium, tendues sur des anneaux de zinc étroits qui leur servaient de support. Ces anneaux étaient soutenus par des blocs d'ébonite qui étaient rigidement fixés sur une armature métallique que l'on pouvait facilement enlever du cylindre. Ces feuilles minces, au nombre de onze, étaient distantes d'environ 2^{cm}. Six d'entre elles, c'est-à-dire les deux extrêmes et les quatre autres de rang impair, étaient reliées ensemble et au fil terminal E, les cinq autres étant reliées à E'.

Ce dispositif permettait d'ioniser un grand volume de gaz et d'obtenir ainsi un effet plus intense que celui qu'on aurait pu obtenir autrement, les électrodes étant cependant assez rapprochées pour avoir le courant de saturation avec un voltage raisonnable. Tous les ions pouvaient ainsi atteindre les électrodes en un temps très court. Cette précaution était essentielle, car il était nécessaire que tous les ions puissent atteindre les électrodes avant de disparaître par recombinaison. Un dispositif à anneau de garde fut essayé, mais l'effet produit était si minime, qu'il était impossible de le mesurer et il fut abandonné.

Les feuilles minces d'aluminium étaient employées, d'abord, parce qu'étant très minces elles n'absorbaient sensiblement pas la radiation et qu'ensuite le rayonnement secondaire produit à la surface du métal est faible dans le cas de l'aluminium. L'épaisseur de la feuille employée n'était que de $0^{cm},00036$.....

Le cylindre était construit de manière à pouvoir y faire le vide par l'ajutage F et il était assez résistant pour supporter des pressions intérieures considérables.

Pour déterminer le nombre maximum d'ions contenus dans un volume donné du gaz, quand le régime permanent est établi, et le nombre d'ions qui restent au bout d'un temps connu, il était nécessaire de pouvoir établir la force électromotrice sur l'électrode E, soit à l'instant même où les rayons cessent d'agir, soit un temps connu après. Dans ce but, on employait la méthode suivante. L et L′ étaient deux interrupteurs pivotant en P et en P′ et venant au contact de Q et Q′ respectivement. Le circuit primaire de la bobine d'induction était fermé par l'intermédiaire de l'interrupteur L. Le levier L′ était relié au sol, Q′ étant relié à l'électrode E et, à travers une grande résistance R, à l'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle était au sol. La résistance R était en graphite et d'environ 1 mégohm.

La résistance entre Q′ et E étant excessivement petite par rapport à R, si le levier L′ est au contact de Q′, les plateaux reliés à E seront pratiquement au potentiel zéro, puisque L′ est au sol. Mais aussitôt que le contact est rompu entre L′ et Q′, E sera porté instantanément au potentiel de la batterie. Les contacts Q et Q′ étaient coupés au moyen d'un lourd pendule se déplaçant suivant x, y. Si les leviers sont placés juste en face l'un de l'autre, la force électromotrice sera appliquée sur E à l'instant même où les rayons seront arrêtés; s'ils sont écartés l'un de l'autre dans la direction xy la force électro-

motrice est appliquée un temps connu après l'arrêt des rayons. On pouvait faire varier cet intervalle de temps en faisant varier la distance des leviers L et L'.

Le temps mis par le pendule pour aller d'un interrupteur à l'autre était déterminé d'après l'étalonnage du pendule. Cet étalonnage était fait en fixant au pendule une plaque de verre enduite de noir de fumée sur laquelle on enregistrait les vibrations d'un diapason de fréquence connue. Par ce moyen on pouvait calculer le temps mis par le pendule pour passer d'un point à un autre. L'électrode E' était reliée par l'intermédiaire d'une clef convenable K à l'une des paires de quadrants de l'électromètre dont l'autre paire de quadrants était au sol.

Méthode d'observation.

La méthode d'observation, pour la détermination des valeurs de N et n de l'équation (2), était la suivante. On fermait le circuit de la bobine d'induction et l'on faisait passer les rayons dans le cylindre pendant environ 10 secondes, pour que l'ionisation atteigne son maximum (ce point fut étudié en faisant fonctionner le tube pendant plus longtemps avant d'appliquer la force électromotrice et l'on trouva qu'une dizaine de secondes était grandement suffisante pour que l'ionisation ait atteint son maximum). Le pendule, alors abandonné, arrêtait le rayonnement et appliquait la force électromotrice sur E en coupant les contacts. Pendant tout ce temps, les deux paires de quadrants de l'électromètre étaient au sol. Pour éviter le déplacement violent de l'aiguille de l'électromètre qui se produirait par suite de l'induction si la paire de quadrants reliée à E' était isolée avant l'application de la force électromotrice sur E, la connexion entre l'électromètre et E' était coupée au moyen de la clef K, jusqu'à ce que l'on ait replacé le levier L' sur Q', ce que l'on faisait immédiatement après le passage du pendule. La charge communiquée aux plateaux reliés à E' par les ions qui y sont arrivés au moment de l'application de la force électromotrice sur E, passait en partie sur l'électromètre au moment de la fermeture de la clef K. La déviation de l'aiguille était alors proportionnelle au nombre d'ions contenus dans le gaz compris entre les électrodes au moment de l'application de la force électromotrice sur E, si cette force électromotrice était suffisante pour produire la saturation. Le champ employé dans la plupart des mesures était d'environ 110 volts par centimètre.

Une des grandes difficultés rencontrées dans ces recherches était

due au manque de constance de l'intensité de la radiation émise par le tube. Pour obvier, dans une certaine mesure, à cet inconvénient lorsqu'on faisait une série d'observations, on faisait fonctionner le tube à intervalles réguliers aussi éloignés que possible. D'un autre côté, au lieu de ne se contenter que d'une seule détermination dans chaque cas, on en faisait plusieurs et l'on prenait la moyenne. Pendant toutes ces recherches, ce système de moyennes fut adopté.

Considérations théoriques.

En tenant compte de la divergence du faisceau de rayons X et de la diminution d'intensité en raison inverse du carré de la distance, l'auteur arrive à l'équation

$$\alpha = K\frac{Q}{N^2}, \tag{7}$$

qui permet de déterminer la constante α en valeur absolue, connaissant le nombre total Q d'ions produits par seconde par la radiation et le nombre total N d'ions contenus dans le même volume du gaz, quand le régime permanent est atteint. K est une constante dépendant des dimensions et de la position de l'appareil

$$K = lA_1\left(1+\frac{l}{2d}\right)^2,$$

l étant la distance des plateaux extrêmes: A_1 la surface de l'intersection du cône de rayons par le plateau antérieur et d la distance de ce plateau à la source.

Vérification expérimentale de la loi de recombinaison.

La loi donnée par l'équation (2) a été vérifiée de 3^{atm} à $0^{atm},125$.

Relation entre α et la pression.

Nous avons maintenant à chercher la relation entre la valeur de la quantité α à une pression donnée et sa valeur à d'autres pressions; en d'autres termes, nous avons à voir si le coefficient de recombinaison est constant ou varie avec la pression.

Pour surmonter la difficulté qui provient de variations dans l'intensité de la radiation, qui peuvent se produire pendant une série d'observations à différentes pressions, la méthode suivante a été adoptée :

Choisissant pour un moment deux valeurs de la pression, des séries

d'observations ont été faites alternativement pour ces deux pressions, et, prenant la moyenne des valeurs obtenues pour l'une des pressions, je l'ai comparée avec la moyenne de celles obtenues pour l'autre. Par ce moyen, il était possible de comparer la valeur de α pour des pressions variées avec celle qui correspond à la pression atmosphérique.

Soient α_1 la valeur de ce coefficient pour l'air à la pression atmosphérique et α_2 sa valeur pour une autre pression, on a alors

$$\alpha_1 = K\frac{Q_1}{N_1^2} \qquad \text{et} \qquad \alpha_2 = K\frac{Q_2}{N_2^2},$$

Q_1, N_1 et Q_2, N_2 étant les valeurs correspondantes de Q et de N.

On en tire

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{Q_1}{Q_2}\frac{N_2^2}{N_1^2}.$$

En comparant les valeurs de α au moyen de cette formule, ce coefficient se montra non seulement constant pour une pression donnée, mais encore comme conservant la même valeur aux différentes pressions. En d'autres termes, le coefficient de recombinaison est indépendant de la pression [1]. La valeur de α, pour plusieurs pressions, est donnée par rapport à la pression atmosphérique dans le Tableau ci-dessous.

Dans ce Tableau, α_1 est la valeur de α pour la pression atmosphérique; α_2 sa valeur à la pression considérée.

Les nombres donnés dans la dernière colonne n'indiquent pas une constance absolue de la valeur de α aux différentes pressions, mais leur différence avec l'unité est bien, dans chaque cas, comprise dans les limites de l'erreur expérimentale, si l'on tient compte des diverses causes d'erreurs qui s'introduisent dans les résultats. N étant élevé au carré, une petite erreur se trouve par suite amplifiée :

---

(1) *Voir* Mémoires Langevin.

Pression.	Déviation pour N.	Déviation pour Q.	$\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$.
atm			
1.....	121,0	34,4	1,094
3.....	193,0	79,7	
1.....	67,9	16,6	1,083
2,5.....	103,2	35,5	
1.....	70,4	15,2	1,058
2.....	96,0	26,5	
1.....	128,6	38,2	1,028
1,5.....	148,7	49,4	
1.....	110,0	29,3	1,018
0,5.....	93,5	20,7	
1.....	70,0	23,5	1,011
0,25.....	43,5	9,0	
1.....	61,9	22,7	1,029
0,125.....	29,9	5,7	

Ces séries d'observations n'ont pas toutes été faites au même moment; plusieurs observations ont été faites en des jours différents, s'étendant sur une période d'environ 2 semaines, et la comparaison a été faite dans chaque cas avec de l'air à la pression atmosphérique, de sorte qu'elles ne représentent pas une seule série de valeurs.

Nous voyons donc que, non seulement la même loi de recombinaison des ions dans l'air est valable aux différentes pressions, mais que la valeur du coefficient de recombinaison est indépendante de la pression de l'air dans lequel l'ionisation se produit. Par conséquent, si la valeur de α est déterminée pour l'air à la pression atmosphérique, elle est aussi bien déterminée pour l'air à toute autre pression.

Détermination de α en valeur absolue.

Nous allons maintenant déterminer ce coefficient de recombinaison en valeur absolue. Puisque la valeur de α est la même aux différentes pressions, il suffit de la déterminer pour une seule pression; la pression atmosphérique a été choisie pour la détermination indiquée ci-dessous. Un nombre considérable de déterminations absolues, qu'il n'est pas nécessaire de reproduire ici, ont été faites également à d'autres pressions.

Se reportant à l'équation (7), on voit qu'il est nécessaire de déterminer en valeur absolue les trois quantités K, Q et N pour déter-

miner α. K est une constante dépendant uniquement des dimensions et de la position de l'appareil. Q est le nombre total d'ions produits dans le volume du faisceau conique de rayons compris entre les électrodes extrêmes et est proportionnel à la déviation de l'électromètre par seconde. N est le nombre total d'ions contenus dans le même volume à l'instant où les rayons cessent d'agir et est proportionnel à la déviation permanente de l'électromètre. K est donné par la formule

$$K = l A_1 \left(1 + \frac{l}{2d}\right)^2,$$

dans laquelle l, A_1 et d représentent les dimensions indiquées et qui ont pour valeur :

$$l = 20 \text{ cm-s},$$
$$d = 25{,}07 \text{ cm-s},$$
$$A_1 = \frac{d^2}{h^2} H,$$

H étant la surface de l'orifice percé dans la plaque de plomb à travers lequel passent les rayons avant d'arriver dans le cylindre et h sa distance à la source.

$$A_1 = \frac{\overline{25{,}07}^2}{\overline{19{,}07}^2} \times 7{,}14$$
$$= 12^{\text{cm}^2},28.$$

D'où

$$K = 20 \times 12{,}28 \left(1 + \frac{20}{50{,}14}\right)^2$$
$$= 478{,}9.$$

Si d_1 est la déviation de l'aiguille de l'électromètre par seconde, due à l'arrivée des ions sur les électrodes; S, la déviation due à un élément étalon Clark; et c_1, la capacité en microfarads de l'électromètre, connexions, etc., la quantité d'électricité qui passe entre les électrodes par seconde est égale à

$$\frac{d_1}{S} \times \frac{1{,}434}{1} \times \frac{c_1}{10^6} \times 3 \times 10^9 \text{ unités électrostatiques.}$$

Mais la quantité d'électricité est égale au produit du nombre d'ions par la charge d'un ion. Soit Q le nombre d'ions et ε la charge d'un ion.

$$\frac{d_1}{S} \times \frac{1{,}434}{1} \times \frac{c_1}{10^6} \times 3 \times 10^9 = Q\varepsilon$$

ou

$$Q = \frac{d_1}{S} \times \frac{1434}{1} \times \frac{c_1}{\varepsilon} \times 3.$$

La valeur de N peut se déterminer par la même formule en substituant d_2 à d_1 pour la déviation correspondant à N et c_2 à c_1 pour la capacité du circuit. Substituant les valeurs moyennes des quantités observées expérimentalement, c'est-à-dire :

$$d_1 = 24,07 \text{ divisions de l'échelle,}$$
$$S = 93,2 \quad \text{»}$$
$$c_1 = 0,00380 \text{ m. f.,}$$

nous obtenons

$$Q = \frac{24,07}{93,2} \times \frac{1434}{1} \times \frac{0.0038}{\varepsilon} \times 3$$
$$= \frac{422}{\varepsilon \times 10^2}.$$

D'autre part,

$$d_2 = 104,5 \text{ divisions de l'échelle,}$$
$$c_2 = 0,00016 \text{ m. f.,}$$
$$N = \frac{104,5}{93,2} \times \frac{1434}{1} \times \frac{0,00016}{\varepsilon} \times 3$$
$$= \frac{7722}{\varepsilon \times 10^4}.$$

D'où

$$\frac{Q}{N^2} = 7,076 \times \varepsilon$$

et

$$\alpha = 478,9 \times 7,076\varepsilon$$
$$= 3384\varepsilon.$$

Cette valeur de α représente la valeur moyenne d'un certain nombre de déterminations.

Si nous substituons à ε la valeur obtenue par le professeur J.-J. Thomson, c'est-à-dire $6,5 \times 10^{-10}$ (1), α devient alors égal à $2,20 \times 10^{-6}$.

Cette valeur du coefficient de recombinaison concorde très bien avec celui qu'a obtenu le professeur Townsend pour les gaz à la pression atmosphérique (*Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899) par une méthode entièrement différente. Cette méthode consistait à faire passer un courant d'air ionisé dans un tube contenant une électrode isolée reliée à un électromètre. En prenant les déviations pour différentes positions de l'électrode le long du tube, il était possible de déterminer la loi suivant laquelle le nombre des ions diminuait par suite

(1) *Note du traducteur.* Cette valeur est deux fois trop grande. Des mesures plus récentes ont donné $3,4 \times 10^{-10}$ (*voir* Mémoire J.-J. Thomson).

de la recombinaison. Dans cette Note, il donne la valeur 3420ε. L'accord entre ces deux déterminations est remarquable, eu égard à la diversité des méthodes employées par le professeur Townsend et moi.

La valeur de α, qui a été obtenue par cette détermination pour l'air à la pression atmosphérique, peut être considérée comme la valeur du coefficient de recombinaison pour l'air à toute autre pression, au moins entre les limites 0.125 et 3^{atm}, puisqu'on a vu dans la première partie de cette Note que α est indépendant de la pression de l'air.

L'auteur indique ensuite comment il a déterminé les capacités c_1 et c_2. La mesure de Q se faisait avec une capacité M en dérivation, la vitesse de l'aiguille étant trop grande sans lui. On le supprimait pour la détermination de N.

Les mesures effectuées sur l'hydrogène et le gaz carbonique, pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique, ont donné les mêmes résultats généraux avec

$$\alpha = 3492 \times \varepsilon = 2,27 \times 10^{-6} \text{ pour } CO^2$$

et

$$\alpha = 2938 \times \varepsilon = 1,91 \times 10^{-6} \text{ pour } H^2.$$

Pour toutes ces déterminations, le gaz introduit dans l'appareil était desséché sur $Ca\,Cl^2$ et filtré sur du coton : le professeur Rutherford ayant montré précédemment que les ions disparaissent beaucoup plus vite dans un gaz contenant des poussières, par suite de leur diffusion vers elles.

Résumé des résultats.

Les résultats obtenus dans ces recherches peuvent se résumer comme il suit :

(1). La loi suivant laquelle les ions se recombinent dans l'air ionisé est la même, savoir $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$, quelle que soit la pression du gaz, au moins entre les limites de 0,125 et 3^{atm}.

(2). Le coefficient de recombinaison des ions dans l'air est indépendant de la pression, dans les mêmes limites que ci-dessus.

(3). La valeur absolue de ce coefficient a été déterminée et trouvée égale à 3384ε, ou, en substituant la charge d'un ion, à $2,20 \times 10^{-6}$.

(4). L'hydrogène et l'acide carbonique ont été aussi examinés et la même loi de recombinaison fut trouvée valable comme pour l'air.

(5). La détermination du coefficient pour l'acide carbonique a montré qu'il est pratiquement le même que pour l'air, tandis que ce coefficient pour l'hydrogène n'est environ que les 87 pour 100 de celui de l'air.

EFFETS DE LA TEMPÉRATURE SUR L'IONISATION

PRODUITE DANS LES GAZ

PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR R.-K. Mc CLUNG.

Résumé, par P. LUGOL.

Philosophical Magazine, 6e série, 1904, t. VII, p. 81-95.

On a mesuré à différentes températures la vitesse de déperdition de l'électricité entre deux électrodes ou deux groupes d'électrodes contenant entre elles le gaz ionisé. L'air a été étudié à pression constante, et à volume constant.

Expériences sur l'air à pression constante. — Les électrodes étaient disposées dans une caisse métallique communiquant librement avec l'espace ambiant, munie de thermomètres, et placée au centre d'une étuve à air chaud. L'une d'elles était reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre de Dolezalek, l'autre à une batterie d'accumulateurs donnant un champ suffisant pour extraire les ions avant qu'ils aient eu le temps de se recombiner; la déviation acquise par l'électromètre au bout d'un temps toujours le même, à différentes températures, était prise pour mesure de l'ionisation correspondante; la constance de la source ionisante était éprouvée immédiatement après chaque lecture au moyen d'un jeu d'électrodes auxiliaires en dérivation sur la batterie et l'électromètre (disposition analogue à celle de la figure). Des expériences faites à températures croissantes et à températures décroissantes ont donné le même résultat.

L'ionisation d'un gaz par unité de volume étant proportionnelle à sa pression ([1]), on a dû faire la correction nécessitée par la variation

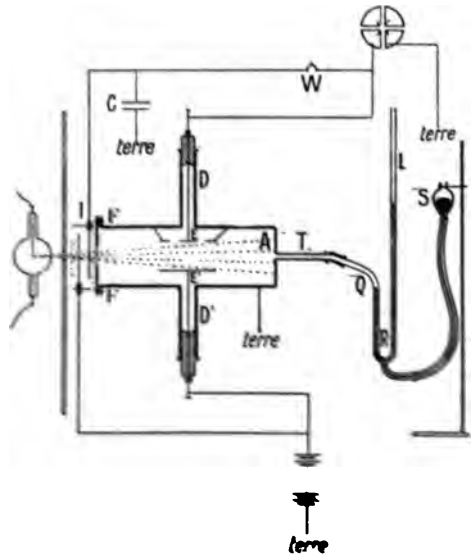
([1]) PERRIN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. IX, 1897, p. 496.—RUTHERFORD et Mc CLUNG, *Phil. Trans.*, t. CXCVI, 1901. — Ce Vol. p. 565.

: la densité avec la température, puisque l'appareil communiquait brement avec l'extérieur. L'ionisation ainsi corrigée s'est montrée ıdépendante de la température, comme l'indiquent les nombres ıivants :

éviation observée....	267	232	199	179	157	131
» corrigée.....	267	279	272	266	258	248
empérature en centigrades.	15	74	120	155	201	272

C'est donc seulement le changement de densité qui affecte ionisation.

Expériences à densité constante. — On mesure l'ionisation d'une ıasse d'air enfermée dans un récipient étanche, et dont on main-ent la densité constante; dans ces conditions, c'est uniquement la ıriation de température qui peut influer sur l'ionisation. La figure ;présente l'appareil employé.



, cylindre de laiton chauffé par un courant électrique, qui passe dans une spirale de maillechort enroulée autour du cylindre et séparée de lui par une toile d'amiante; le fond, les tubes D, D', et la joue FF sont brasés; sur F est boulonnée une plaque d'aluminium de 6mm d'épaisseur, amincie à 1mm en son centre pour laisser passage aux rayons Röntgen. EE', électrodes de laiton isolées. E est munie d'un anneau de garde constamment relié au sol; I, électrodes de contrôle, formées chacune d'une mince feuille d'aluminium tendue sur un cadre de cuivre; W, interrupteur; QRS, manomètre à mercure destiné à mesurer la température du gaz (le niveau Q est constamment ramené à un repère fixe).

On laisse fonctionner l'ampoule pendant un nombre déterminé de secondes, de manière que l'ionisation arrive à un état constant, E et I étant au sol; on isole alors en même temps E et I et l'on enlève W, puis on laisse passer les rayons pendant un temps donné; les électrodes E et I se chargent ensemble pendant le même temps; on lit la déviation de l'électromètre correspondant à la charge de E, puis on décharge les quadrants de l'électromètre, on les isole de nouveau et l'on met de suite W en place pour mesurer la charge de I, qui sert de contrôle pour la constance des rayons pendant la durée d'une mesure faite avec le cylindre A.

On a examiné l'air, le gaz carbonique et l'hydrogène, en opérant soit par températures croissantes, soit par températures décroissantes; les résultats ont été les mêmes dans les deux cas. Avec l'hydrogène ils sont moins bons qu'avec les autres gaz, tant à cause de l'impossibilité de rendre l'appareil tout à fait étanche pour lui, que de sa faible ionisation.

	Ionisation. Déviation corresp. à la charge de E.	Contrôle. Déviation corresp. à la charge de I.	Température en centigrades.
Air...	83,7	27,0	201
	86,5	30,3	152
	82,8	27,7	118
	85,8	31,5	87
	80,4	28,5	45
	83,2	28,5	14
CO^2...	80,1	24,9	222
	84,4	25,1	182
	82,0	25,2	146
	79,1	24,6	108
	83,8	26,2	69
	87,1	25,3	17
H....	89	299	226 (approx.)
	96	295	187
	88	302	148
	78,9	304	112
	79,9	295	78
	66,7	284	14

Ces nombres montrent que l'ionisation produite par les rayons Röntgen dans un gaz dont le volume et la densité restent constants est indépendante de la température. Perrin (*loc. cit.*), en employant une méthode de zéro, a trouvé que l'ionisation d'un gaz dont la pression restait constante n'éprouvait aucune variation entre — 12°

et 148°, et en a conclu que l'ionisation à densité constante est proportionnelle à la température absolue, puisque la densité varie en raison inverse de la température absolue. Il indique cependant que le récipient chauffé paraissait moins ionisé aux températures élevées, mais attribue l'effet à une autre cause que sa cause réelle, la diminution de densité. Il est probable que son appareil n'était pas assez sensible pour accuser l'altération de l'ionisation. L'électromètre employé dans les expériences actuelles donnait 2000 divisions pour une différence de potentiel de 1 volt entre les quadrants, et permettait par conséquent de découvrir facilement le moindre changement dans la valeur de l'ionisation.

SUR L'EFFET HALL DANS LES GAZ DE LA FLAMME,

PAR ERICH MARX.

Traduit de l'allemand par H. BUISSON.

Physikalische Zeitschrift, t. II, 1901, p. 412.

L'hypothèse convective de la conductibilité métallique, qui fournit une représentation simple du phénomène de Hall dans les métaux à l'aide des forces pondéromotrices, a conduit plusieurs observateurs à demander au phénomène de Hall, dans un cas bien établi de conduction par convection, la vérification expérimentale de la relation qui existe entre les mobilités des ions positifs et négatifs, u, v, l'intensité du champ magnétique H, le gradient de potentiel $\frac{\pi}{x}$ et le champ résultant, $\frac{e}{z}$, perpendiculaire au champ primaire.

Cette relation est

$$\frac{\frac{e}{z}}{\frac{\pi}{x}} \frac{1}{H} = \text{const.} = \frac{u-v}{2}.$$

Avec les solutions aqueuses, il n'est pas possible de vérifier cette formule, parce que l'effet obtenu est à la limite des observations.

Pour les gaz, Boltzmann [1] a donné une preuve qualitative; mais quantitativement ce n'est possible, par suite de l'ignorance de la relation entre la mobilité et le champ, que si celui-ci est très faible, car, pour de plus grandes chutes de potentiel, la proportionnalité entre la vitesse et la force n'a plus lieu, à cause de la faible valeur du frottement interne des gaz. Mais alors, si l'on ne prend qu'une petite force électromotrice,

$$\frac{u-v}{2} H \frac{\pi}{x},$$

[1] L. BOLTZMANN, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 789.

qui est le champ secondaire, est si petit dans les gaz, qu'on est de nouveau à la limite de ce qu'on peut observer.

Les conditions sont beaucoup plus favorables pour une vérification quantitative de la relation citée plus haut, avec les gaz de la flamme. Dans ce cas, à cause de l'élévation de la température et par suite du frottement intérieur, on peut espérer qu'il y a proportionnalité entre la vitesse et la force, même avec une chute de potentiel de 100 volts par centimètre (1). On a de plus la possibilité d'étudier l'effet avec différents sels, en pulvérisant leurs dissolutions.

Les valeurs des mobilités peuvent se mesurer par une méthode donnée par Wilson (2).

Par suite de la brièveté de cette communication, ce qui concerne l'arrangement expérimental est renvoyé au travail décrit dans les *Annalen*.

L'anode doit être maintenue plus froide que la cathode, à cause de la dissociation superficielle, qui croît beaucoup avec la température; et, par suite de la faible mobilité des ions positifs par rapport aux ions négatifs, il faut maintenir une forte chute de potentiel, pour avoir un excès d'ions négatifs pénétrant dans le volume de la flamme. A ce même but, l'élimination d'électricité positive du volume de la flamme, était utilisée la répartition inégale des grandeurs absolues du potentiel entre les deux électrodes, la batterie étant partagée en $+12$ et -63 éléments Clark, par une mise à la terre. L'influence d'une telle prise de terre, qui ne se fait pas sentir pour les électrolytes, peut se montrer facilement par la modification du gradient.

Une circonstance qui facilite beaucoup la mesure quantitative de l'effet Hall consiste en ceci, qu'avec la faible variation de la température de l'anode, la chute de potentiel reste constante, bien que le potentiel varie notablement autour des électrodes (3).

L'auteur montre maintenant, à l'aide de résultats, que le coefficient de rotation

$$\frac{\frac{e}{z}}{\frac{\pi}{x}} \frac{1}{H} = D$$

est indépendant de la variation, de l'intensité du champ magnétique,

(1) E. Marx, *Ann. der Physik*, t. II, 1900, p. 783.
(2) H.-A. Wilson, *Phil. Trans. Roy. Soc., London*, avril 1899.
(3) Marx, *loc. cit.*, p. 807.

de la chute de potentiel et de la distance des électrodes. Il indique ensuite rapidement comment l'effet Hall dépend de la concentration saline de la flamme; il montre que, lorsqu'il y a hydrolyse dans la flamme, on peut conclure, aussi bien de la chute de potentiel dans la flamme pure comparée à celle qu'on observe dans la flamme colorée, que de la formule qui donne la façon dont le coefficient de rotation dépend de la concentration, que la mobilité des charges positives dans la flamme pure est notablement plus faible que celle des ions positifs dans les flammes colorées par des sels alcalins.

On peut alors comparer les nombres obtenus comme coefficients de rotation avec une différence de potentiel de 75 éléments Clark, avec ceux qu'on calcule d'après les valeurs des mobilités, si l'on montre qu'il n'y avait pas accélération des ions. Les chutes de potentiel qui existent aux électrodes en conséquence du courant de saturation sont telles que la limite calculée de 10 volts par millimètre est dépassée; la valeur des accélérations des ions qui en résulte peut s'obtenir en employant une force électromotrice assez faible pour que cette limite de 100 volts par centimètre ne soit pas atteinte aux électrodes. Une telle mesure est très difficile et ne peut s'exécuter qu'avec beaucoup de fatigue et de précautions, en augmentant la sensibilité des instruments de mesure; on en déduit ensuite la correction à apporter aux valeurs obtenues avec les plus fortes différences de potentiel. Les nombres ainsi corrigés sont de même ordre de grandeur, mais une fois et demie plus grands que ceux qu'on calcule d'après les mobilités.

Cette différence n'est due qu'en partie aux erreurs d'observations; en partie elle est réellement attribuable au faible degré de dissociation dans la flamme ([1]). Le sens et la grandeur de l'effet Hall dans les vapeurs salines qui conduisent électrolytiquement peuvent aussi se calculer d'après l'action pondéromotrice sur les ions en mouvement; dans le cas souvent traité de l'effet Hall dans les électrolytes, il résulte qu'il ne pourra jamais être apprécié quantitativement, parce que l'effet auquel on doit s'attendre est environ un million de fois plus petit.

L'auteur arrive ensuite à la réciproque de l'effet, dont il a déjà été question dans ce recueil ([2]), et mentionne brièvement une règle empirique qui en résulte pour l'effet Hall dans les sels alcalins.

([1]) *Loc. cit.*, p. 821 et ARRHENIUS, *Wied. Ann.*, t. XLII, 1891, p. 66.
([2]) E. MARX, *Phys. Zeitschr.*, t. I, 1900, p. 374.

DE L'IONISATION THERMIQUE DES VAPEURS SALINES,

PAR M. G. MOREAU,
Professeur de Physique à la Faculté des Sciences de l'Université de Rennes.

A. — Ionisation à haute température. Flammes salées.

Un champ électrique est établi entre les électrodes d'un condensateur plan en platine, plongé dans la flamme très chaude d'un bec Bunsen, et l'on note au galvanomètre le courant pour une différence de potentiel V. Lorsqu'on charge la flamme de vapeurs salines, par pulvérisation d'une solution de concentration connue (procédé Gouy) on observe un accroissement considérable de conductibilité avec *un sel alcalin*. Les autres sels, y compris les sels ammoniacaux, la vapeur d'eau, les solutions acides ne fournissent pas de conductibilité régulière ou supérieure à celle d'une flamme pure.

1. Pour une flamme de concentration fixe, le courant I dû à la vapeur, augmente avec V, jusqu'à un *courant limite* I_0 dont l'intensité varie peu avec le radical acide du sel et beaucoup avec le métal. L'ordre de conduction décroissante est cæsium, rubidium, potassium, sodium, lithium, thallium.

2. Pour la même vapeur le courant limite croît sensiblement comme la racine carrée de la concentration de la flamme. (Loi d'Arrhénius : *Wied. Ann.*, 1891.)

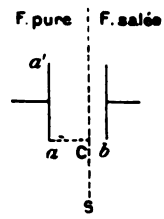
L'analogie des courbes de conductibilité d'une flamme salée avec celle d'un gaz ionisé est évidente et conduit à attribuer le phénomène à l'ionisation du sel dans le corps de la flamme, c'est-à-dire à la formation de centres chargés constituant des *ions positifs et négatifs* qui se déplacent dans le champ électrique et déchargent les électrodes.

Mobilités. — L'un des caractères de ces ions est leur *mobilité* ou la vitesse qu'ils acquièrent en vertu de leur charge dans un champ électrique de 1 volt par centimètre.

J'ai mesuré ces mobilités par un procédé détaillé ailleurs (*Annales*

de Chimie et de Physique, septembre 1903), et dont voici le principe :

Deux flammes A et B d'égales dimensions (*fig.*) brûlent côte à côte en se frôlant légèrement suivant la majeure partie de leur hauteur S. Elles sont réglées de façon que leurs filets gazeux ont même



vitesse linéaire v; A est pure, B chargée de vapeurs salines. Le condensateur plan a une électrode aa' dans A et l'autre b dans B. Le courant I ne s'établira entre ces électrodes que si le champ électrique X peut infléchir suffisamment les trajectoires des ions de B pour qu'ils viennent toucher aa'. La courbe $I = f(X)$ sera ainsi décalée parallèlement à l'axe des X, d'une longueur X_0 qui représente le champ minimum, nécessaire à l'établissement du courant. L'observation de X_0 fournit la mobilité k par la formule (1)

$$(1) \qquad X_0 = \frac{dv}{bk} \quad \text{ou} \quad \begin{array}{l} aC = d, \\ aa' = b. \end{array}$$

Voici les résultats pour les sels de potassium et de sodium :

1. A concentration moléculaire égale, la mobilité k_1 de l'*ion négatif* est indépendante du radical acide du sel. Elle varie avec le métal en raison inverse de la racine carrée de son poids atomique. Pour la même vapeur, elle augmente notablement quand la concentration diminue.

Exemple :

Concentration de la solution vaporisée en molécules-litre		1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{64}$	$\frac{1}{256}$
k_1 en centimètres.	Sels de potassium.	660	785	995	1180	1320
	Sels de sodium...	800	1040	1280	»	»

2. La mobilité k_2 de l'*ion positif* est indépendante de la concentration et de la nature du sel. Elle est égale à 80^{cm}.

Les vitesses k_1 et k_2 sont très supérieures aux mobilités des gaz ionisés par les rayons de Röntgen; pour l'air, à température ordinaire

et sous pression normale, on trouve $1^{cm},7$ et $1^{cm},4$. Les agglomérations qui constituent les ions d'une flamme sont donc plus faibles. Il est difficile de se rendre compte de leur grosseur, c'est-à-dire d'évaluer le nombre des molécules maintenues par attraction électrostatique autour du centre chargé, sans connaître leur coefficient de diffusion. Les calculs qu'on peut faire sont donc très approximatifs. En supposant avec *Loschmidt* que le coefficient de diffusion varie comme le carré de la température absolue et en partant des valeurs observées pour celui-ci à température ordinaire pour les gaz, on trouve que l'ion négatif est une fraction de l'atome du métal plus petite que l'atome d'hydrogène, et variable avec la concentration. L'ion positif est comparable à une molécule du sel et par suite d'une grosseur assez peu différente d'un sel à l'autre. Dans cet hypothèse et au point de vue de la masse, ils seraient intermédiaires entre les ions des gaz ordinaires et les *corpuscules de Thomson*.

Effet Hall. — Si un champ magnétique H agit transversalement sur les ions en mouvement dans un champ électrique x, une force électromotrice Z, perpendiculaire au plan xH, est produite et le coefficient $R = \frac{Z}{xH}$ de cet *effet Hall* a pour valeur (*Mémoire cité plus haut*)

$$R = \beta(k_1 - k_2)$$

où β est un coefficient compris entre 1 et $\frac{1}{2}$.

Le phénomène de Hall a été observé dans les flammes salées par Marx (*Drude's Annal.*, II, 1900). Les nombres qu'il fournit pour R concordent bien avec les valeurs précédentes des mobilités. Les variations de ce coefficient avec la concentration sont expliquées par celles de k_1 ainsi que la relation $R\sqrt[2]{m} = \text{const.}$, où m est le poids atomique du métal que Marx a trouvé, puisque mes expériences établissent $k\sqrt[2]{m} = \text{const.}$

B. — Ionisation à température peu élevée.

Les propriétés conductrices d'une vapeur saline n'exigent pas forcément la haute température d'une flamme pour apparaître. Je les ai étudiées à des températures moins élevées par le procédé suivant :

Le courant d'air d'une trompe à eau traverse une solution aqueuse d'un sel, une colonne desséchante surmontée d'ouate qui arrête les gouttelettes d'eau et les poussières, un tube de porcelaine chauffé au

rouge, un condensateur cylindrique, relié à un électromètre Curie, par son armature externe, pendant que l'électrode centrale est à un potentiel V : la charge reçue en une seconde par l'électromètre donne le courant I qui traverse le courant d'air salé.

En éloignant le condensateur de la région chauffée, on observe, avec les *sels alcalins* et les *sels de calcium*, un courant encore notable si l'air est refroidi à 70°. Les autres sels, dont les sels ammoniacaux, l'eau, les acides ne donnent rien de net.

J'ai étudié jusqu'ici les sels de potassium et voici les résultats obtenus, qui présentent une grande analogie avec ceux des flammes :

A concentration constante de la solution, I augmente avec le potentiel V, jusqu'à la valeur limite de saturation I_0 et suivant la formule de Langevin

$$\frac{\gamma I}{V} = \log\left(1 + \frac{\gamma I_0}{V}\right) \tag{2}$$

où γ est une constante.

Le courant limite I_0 dépend du métal et du radical acide du sel. Il croît comme la *racine carrée de la concentration de la solution*.

Voici la densité N des centres chargés, observée à 20^{cm} de la région chauffée (1000°). La température du courant d'air est 140° et la concentration de la solution $\frac{1}{16}$ molécule-litre. On a pris pour charge de l'ion $e = 4 \times 10^{-10}$

	KI	KCl	KBr	$KAzO^3$	KOH	NaCl
N =	4.10^6	$3,4.10^6$	$2,6.10^6$	2.10^6	9.10^5	3.10^5

Ces nombres sont du même ordre de grandeur que ceux des rayons Röntgen.

Mobilités des ions. — Le courant d'air salé traverse un double condensateur cylindrique à armatures externes P et Q de même rayon : P est au sol et Q est relié à l'électromètre. L'électrode commune intérieure est portée à un potentiel croissant V. Le courant reçu par Q primitivement au potentiel zéro, croît, atteint un maximum pour V_0, décroît et s'annule. A mesure que V augmente les trajectoires des ions s'infléchissent vers les armatures extérieures, rencontrent Q suivant une surface décroissante et finalement touchent seulement P. L'observation de V_0 fournit la mobilité K. (Zéleny, *Philos. transac.*, 1901).

Les résultats sont différents de ceux des flammes.

1. Dans une tranche quelconque du courant gazeux, les mobilités

positives et négatives sont égales. Elles augmentent quand la concentration de la solution diminue à peu près comme la racine carrée de cette concentration pour les sels très ionisables et moins rapidement pour les autres.

Exemple : Mobilités observées à 140°, la concentration de la solution a varié en molécule-litre de 1 à $\frac{1}{16}$. K est exprimé en centimètres.

K croît de.....	0,15	à 0,50	pour	KI, KCl, $KAzO^3$, KBr
	0,30	à 0,70	»	KOH, $KClO^3$, $\frac{1}{2}K^2CO^3$, $\frac{1}{2}K^2SO^4$

Concentration.	1.	$\frac{1}{2}$.	$\frac{1}{4}$.	$\frac{1}{8}$.	$\frac{1}{16}$.
KI.....	0,15	0,23	0,28	0,37	0,49
KOH.....	0,29	0,35	»	0,41	0,54

2. Pour la même solution, la mobilité diminue à mesure que le courant d'air se refroidit.

Exemple : KCl ($\frac{1}{2}$ normale). x = distance à l'origine d'ionisation en centimètres; t température du courant gazeux pour x.

x.....	10	20	31	42
t.....	165°	130°	96°	80°
K_{cm}.....	0,32	0,24	0,135	0,073

Une variation aussi rapide a été observée par M. Clelland pour les ions issus d'une flamme de gaz, avec des mobilités de même ordre de grandeur.

Loi de recombinaison des ions. — Le courant limite I_0 d'une solution diminue à mesure qu'on l'observe en des points plus éloignés de l'origine d'ionisation, en raison de la *recombinaison* des centres chargés. J'ai mesuré le coefficient α de recombinaison défini par la loi d'action de masse de Gudberg et Waage, en mesurant I_0 en différents points du trajet du courant d'air. J'ai trouvé :

Le coefficient α est constant pour une solution de concentration fixe dans les limites de température d'observation (160° et 80°). Il varie *en raison inverse de la racine carrée de la concentration de la solution.*

Ce résultat concorde avec la relation de I_0 avec la concentration. Les valeurs de α sont comprises entre 200 et 1800 : elles sont inférieures au nombre 3300 relatif aux rayons de Röntgen.

Langevin a défini un coefficient $\varepsilon = \frac{\alpha}{8\pi K}$ ou rapport du nombre des

recombinaisons au nombre des collisions entre ions de signes contraires. La connaissance de α et K donne ε, qui peut être d'ailleurs déduit de la formule (2) dont le coefficient $\gamma = \frac{2\varepsilon \operatorname{Log} \frac{R}{r}}{v}$, R et r rayons des électrodes du condensateur, v vitesse du courant d'air.

On trouve ainsi que pour une solution quelconque et quelle que soit la concentration, ε croît de 0,60 à 0,90 quand on s'éloigne de la région d'ionisation. Ces nombres sont inférieurs à l'unité, comme la théorie l'exige, et tendent vers l'unité à mesure que les mobilités diminuent. Ils sont du même ordre que le coefficient ε des gaz issus d'une flamme, comme pouvaient le faire prévoir les mobilités des ions.

C. — Résumé et conclusions.

Bien qu'incomplets encore, les résultats précédents établissent que, sous l'action de la chaleur, les vapeurs salines de certains métaux subissent une ionisation plus complexe que les gaz soumis à la température ordinaire aux rayons de Röntgen. Dans une flamme, la mobilité négative des ions peut être 16 fois la mobilité positive et 1200 fois celle des autres gaz et l'influence du radical acide est nulle. Aux températures peu élevées, tous les constituants du sel entrent en ligne de compte, les mobilités positives et négatives sont égales, du même ordre que dans les gaz issus d'une flamme pure et plus petites que les ions des rayons de Röntgen.

La mobilité d'un ion de vapeur décroît ainsi rapidement avec la température et suivant des lois différentes qu'il reste à préciser pour les ions de signes opposés. Il est probable qu'en descendant jusqu'à la température ordinaire, elle deviendrait comparable à celle des gros ions dus à l'oxydation du phosphore ou produits dans les réactions chimiques où elle ne dépasse pas $\frac{1}{30}$ de millimètre.

Pour expliquer les lois observées, il est utile de remarquer qu'un abaissement de température peut agir pour deux raisons : il diminue la vitesse d'agitation thermique et le chemin moyen d'un ion auxquels est proportionnelle la mobilité ; en outre, s'il est suffisant, il provoque la condensation à l'état liquide ou solide des molécules de vapeur non ionisées ; celles-ci s'accumuleront comme des poussières autour des centres chargés dont elles accroîtront la masse et l'inertie d'autant plus que la concentration du courant gazeux sera plus élevée. Ainsi, à *basse température,* les ions seront de véritables poussières char-

gées qui se partageront les molécules non ionisées et qui grossiront des molécules neutres dues à la recombinaison; d'où les lois des mobilités. Remarquons en plus que le courant d'air qui traverse une solution se charge faiblement de sel; on peut le considérer comme une solution très diluée susceptible d'une dissociation électrolytique dans un tube au rouge, suivant la loi d'Ostwald relative aux acides et bases faibles et, par suite, la densité des centres chargés sera proportionnelle à la racine carrée de la concentration, avec une constante de dissociation particulière à chaque sel.

Dans une flamme, à la dissociation électrolytique, s'ajoute l'ionisation cathodique beaucoup plus intense et que met en évidence le phénomène de la conductibilité *unipolaire*. On observe, en effet, que le courant qui passe entre deux électrodes, une pointe et une lame, est plus considérable si la lame est cathode. J'ai montré que, dans ce cas, un *rayonnement corpusculaire*, ayant pour origine les atomes du métal du sel, se produit au contact de la vapeur et de la cathode, et qu'il ionise le sel. J'ai pu ainsi expliquer le phénomène de conduction des flammes et le rapprocher de l'effet photo-électrique de Hertz (voir *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXX, 1903, p. 1).

REPRODUCTION

DES

PARTIES PRINCIPALES DES NOTES OU MÉMOIRES

DE M. PELLAT

SUR LES CORPUSCULES.

(Extraits par l'Auteur.)

Les travaux de M. Pellat sur les corpuscules peuvent être divisés en trois groupes : 1° les expériences par lesquelles il a montré que la colonne anodique d'un tube de Geissler est due aux chocs des corpuscules; 2° l'explication de la différence de coloration entre la gaine cathodique et la colonne anodique de ces tubes; 3° l'étude de l'action d'un champ magnétique sur les corpuscules.

1. Rôle des corpuscules dans la formation de la colonne anodique. — M. Pellat a montré que la luminescence qui constitue la colonne anodique est déformée par un champ magnétique faible comme doit l'être, d'après les lois de l'Electromagnétisme, un faisceau de corpuscules en mouvement dans le tube, et nullement comme le serait un faisceau d'ions positifs.

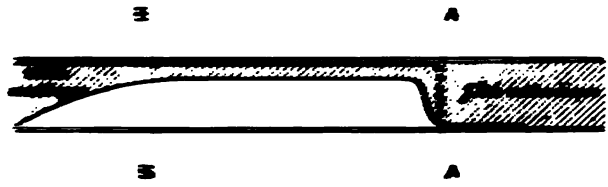
« Un tube cylindrique est muni à ses extrémités d'électrodes intérieures; la plus grande partie de ce tube est remplie par le faisceau anodique. Entre deux points A et B de ce faisceau, on produit un champ magnétique uniforme perpendiculaire à l'axe du tube; en dehors de l'intervalle AB, le champ magnétique est sensiblement nul. Ce champ est assez peu intense pour que la nébulosité qui se produit dans les champs forts ne se manifeste pas.

» Dans ces conditions, les lois de l'Électromagnétisme permettent de calculer la trajectoire que suit une particule électrisée.... De ce cas on passe au cas réel d'un nombre considérable de particules électrisées par des considérations fort simples.... Or, la forme que la théorie assigne au faisceau est extrêmement différente suivant que les particules sont constituées par des corpuscules négatifs ou

[illegible]

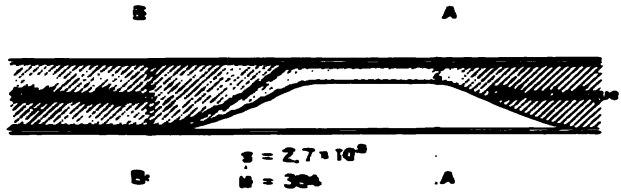
[illegible] à cause de l'énorme différence de masse qui, pour [illegible] mille fois plus considérable que [illegible] montrent la forme du

Fig. 1



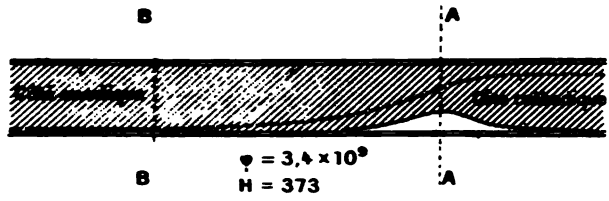
faisceau dans le champ magnétique suivant que ce sont les corpuscules (*fig.* [illegible]) des ions positifs d'hydrogène (*fig.* 2) ou ceux d'oxy-

Fig. 2



gène (*fig.* 3) dont on considère le mouvement. Du reste, indépendamment de tout calcul, il est bien évident que le faisceau, resserré

Fig. 3.



contre la paroi du tube dans le champ magnétique, va, à sa sortie du champ, s'épanouir pour remplir à nouveau toute la section du tube, à cause de la répulsion mutuelle des particules chargées de la même électricité; l'endroit où se produit cet épanouissement indique donc la sortie du faisceau de particules en mouvement, et non son entrée dans le champ magnétique. Cet épanouissement doit donc avoir lieu du côté de la cathode, si ce sont des ions positifs qui produisent le phénomène visible, puisque ceux-ci marchent dans le sens du champ

électrique, tandis qu'il se produira du côté de l'anode si ce sont des corpuscules négatifs, puisque ceux-ci se déplacent en sens inverse du champ. Il y a donc un double moyen de constater, par l'expérience, à quel genre de particules électrisées on a affaire.

» Pour réaliser la disposition expérimentale, un long tube à gaz raréfié a été placé perpendiculairement à l'axe d'une bobine (sans fer) ou, plus exactement, entre les deux moitiés d'une bobine mises bout à bout et distantes seulement de l'épaisseur du tube. Avec un courant de 20 ou 30 ampères, on obtenait, à l'intérieur de la bobine, un champ magnétique uniforme de 200 à 300 unités C.G.S. sur une longueur égale au diamètre intérieur de la bobine (7^{cm}), et, à l'extérieur, un champ nul.

» L'aspect du faisceau, dans le champ magnétique et en dehors, a été le même soit qu'on se servît d'un tube à oxygène, soit qu'on se servît d'un tube à hydrogène.... Rien que ce fait montre que la luminescence est due au mouvement de ce qu'il y a de commun, c'est-à-dire des corpuscules. Mais il y a mieux, comme on peut en juger en comparant les reproductions des photographies [*fig.* 4 (hydro-

Fig. 4.

gène) et *fig.* 5 (oxygène)] de la colonne anodique à l'intérieur de la bobine avec les figures théoriques : l'aspect de la colonne luminescente est exactement celui que la théorie assigne au faisceau des corpuscules et n'a aucun rapport avec celui des ions positifs. Enfin, résultat qui suffirait à lui seul, l'épanouissement du faisceau à la

sortie de la bobine a lieu du côté de l'anode; du côté de la cathode, le faisceau remplit toute la section du tube jusqu'à la bobine. »

Fig. 5.

(*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVIII, p. 476). (Pour plus de détails, voir *Journal de Physique*, 4e série, t. III, p. 434.)

2. Explication des colorations diverses que présente un même tube à gaz raréfié. — « La coloration différente de la gaine cathodique et de la colonne anodique, si tranchée parfois, comme dans les tubes à azote, ne tient pas à un spectre entièrement différent, mais simplement à un changement dans la valeur relative des intensités de certaines raies ou de certaines bandes; on peut, en effet, passer graduellement d'un spectre à un autre par des procédés que nous indiquons plus loin.

» C'est un fait d'expérience que toutes les fois que les corpuscules sont, au moment du choc avec une molécule du gaz, animés d'une très grande vitesse, la couleur de la luminescence est celle de la gaine cathodique, caractérisée, dans le cas de l'azote, par un grand éclat de certaines radiations violettes; tandis que, pour une vitesse relativement faible des corpuscules au moment du choc, mais suffisante, toutefois, pour produire la luminescence, la couleur est celle de la colonne anodique. On peut le voir par les expériences suivantes :

» Si la portion du tube qui contient la colonne anodique présente

une partie étroite, le champ électrique y acquiert une valeur plus grande que dans les parties larges du tube, d'où une plus grande vitesse possédée par un assez grand nombre de corpuscules au moment du choc, et la couleur se rapproche de celle de la gaine cathodique, au point qu'on a dit qu'un étranglement dans un tube produisait l'effet d'une cathode.

» Lorsqu'on dévie par un champ magnétique disposé perpendiculairement au tube le faisceau anodique, celui-ci se resserre en un mince filet le long de la paroi de verre si le champ est assez faible pour que les effets de la magnétofriction ne se fassent pas sentir; on obtient ainsi l'équivalent du rétrécissement du tube, le champ électrique devient intense dans ce filet, et celui-ci prend la couleur de la gaine cathodique. En faisant varier l'intensité du champ magnétique depuis zéro jusqu'à la valeur qui donne un filet très étroit, on voit graduellement le spectre se modifier, par variation d'intensité des raies, depuis celui fourni par la colonne anodique ordinaire jusqu'à celui fourni par la gaine cathodique, ou à peu près.

» Ceci posé, j'admets que, lorsqu'un corpuscule a frappé une molécule gazeuse, il perd la force vive dont il est animé, et devient incapable de provoquer la luminescence en rencontrant une autre molécule avant d'avoir repris, sous l'influence du champ électrique, une vitesse minimum v, à partir de laquelle son choc peut déterminer la luminescence du gaz. De même les corpuscules (*secondaires*) mis en liberté par l'ionisation de la molécule gazeuse au moment où elle est frappée, comme l'admet J.-J. Thomson, naissent sans vitesse notable et doivent, sous l'influence du champ électrique, acquérir au moins la vitesse v pour être capables d'exciter la luminescence par leur choc sur une molécule de gaz.

» Ce point admis, la couleur différente de la gaine cathodique et de la colonne anodique s'explique facilement. Les corpuscules primaires qui naissent sur la cathode ou dans le voisinage immédiat de celle-ci sont soumis au champ électrique extrêmement intense qui, comme le montre l'expérience, règne à une faible distance de la cathode. Sous l'influence de ce champ, ils prennent, avant d'avoir rencontré une molécule gazeuse, une vitesse considérable V, bien supérieure à v. Les molécules gazeuses qui sont rencontrées par ces corpuscules doués de grande vitesse donnent naissance à une luminescence de la couleur caractéristique des chocs intenses; celle-ci constitue la gaine cathodique. Forte du côté de la cathode, l'intensité lumineuse va en s'affaiblissant à mesure qu'on s'en éloigne, car le nombre des corpuscules

qui n'ont encore rencontré aucune molécule va en s'affaiblissant de plus en plus, et la gaine cesse quand il n'en reste plus. Aussi cesse-t-elle d'autant plus vite que le gaz est plus dense. Mais on voit que la couleur de la gaine doit être la même partout à son intérieur, puisque la vitesse des corpuscules est partout du même ordre de grandeur V; tandis que dans l'explication de J.-J. Thomson, on ne comprend pas qu'il puisse en être ainsi, car il attribue la luminosité de la gaine au choc des corpuscules secondaires. Sous l'influence du champ électrique, très faible dans la gaine et qui ne reprend de valeur notable qu'au delà de son extrémité, en général, les corpuscules primaires et secondaires prennent une certaine vitesse qui, dès qu'elle atteint la valeur v, leur permet de produire par leur choc la luminescence du gaz. Mais celle-ci, résultant d'un choc à une vitesse relativement faible, a la couleur correspondante : c'est le commencement de la colonne anodique. Tout le reste de la colonne s'explique de même; les chocs ayant lieu avec des vitesses qui dépassent peu v, la luminescence a partout la même couleur, qui peut être très différente de celle de la gaine cathodique, qui correspond à une vitesse V.

» Les autres particularités de l'aspect des tubes (strates plus ou moins rapprochées, plus ou moins nettement séparées; gaine cathodique parfois noyée par son extrémité dans la colonne anodique, etc.) s'expliquent très aisément, comme je me propose de le montrer dans un Mémoire d'ensemble sur ce sujet » (*voir* pour ce Mémoire la *Revue scientifique*, 5 novembre 1904). (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVIII, p. 1206.)

3. **Étude de l'action du champ magnétique sur les corpuscules.** — En 1901, M. Pellat constate une action du champ magnétique sur le faisceau anodique d'un tube de Geissler, d'où l'on peut conclure que ce faisceau tend à prendre la forme des tubes de force du champ magnétique.

« Pour observer ce phénomène, le tube (long tube de Geissler cylindrique) est placé dans les trous pratiqués à l'intérieur des pièces polaires afin de laisser passer le rayon lumineux dans les expériences de polarisation rotatoire. La portion du tube placée entre les pièces polaires de l'électro-aimant se trouve ainsi dans un champ intense, suivant la direction (moyenne) de celui-ci. Dans mes expériences, ces pièces polaires étaient constituées par des cylindres de 7^{cm} de diamètre, terminés par des faces planes distantes de 4^{cm} à 5^{cm}.

» En l'absence du champ, la portion du tube comprise entre les

pièces polaires est complètement remplie par la lumière anodique; mais dès qu'on produit un champ intense (2500 à 3000 unités C. G. S.) on voit le faisceau anodique diminuer de diamètre et ne plus occuper qu'un tiers environ de la section du tube suivant l'axe, de façon que la lumière anodique ne touche plus les parois du tube. » (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXXIII, p. 1200.)

M. Pellat avait cru d'abord que ce phénomène ne pouvait pas s'expliquer par les lois de l'Électromagnétisme. Ayant reconnu depuis que le faisceau anodique était dû au mouvement des corpuscules animés de vitesses v faibles par rapport aux vitesses des rayons cathodiques, il pense aujourd'hui que l'explication de ce phénomène est la suivante : Les lignes de force du champ magnétique entre les pièces polaires forment à partir de l'intérieur des ouvertures de ces pièces un tube de force comprenant une partie à peu près cylindrique au milieu, s'évasant en entonnoir du côté des pièces polaires, la large base de l'entonnoir s'appuyant sur le pourtour de l'ouverture de ces pièces. Les corpuscules, dont la trajectoire est parallèle à l'axe du tube dans l'intérieur des pièces polaires, où le champ est presque nul, font alors un certain angle α avec les lignes de force au sortir de ces pièces et vont, conformément aux lois de l'Électromagnétisme, s'enrouler autour de ces lignes sur une surface canale dont le rayon $\left(R = \frac{mv\sin\alpha}{eH}\right)$ est de l'ordre du dixième de millimètre, même en admettant pour v la valeur 10^9. Les spires se confondent donc à peu près avec la ligne de force autour de laquelle elles s'enroulent : l'ensemble des corpuscules du faisceau anodique doit donc se mouler dans le tube de force joignant les ouvertures des deux pièces polaires; c'est exactement la forme qu'on trouve, en effet, pour le faisceau anodique.

M. Pellat trouve ensuite que le flux anodique d'un tube de Geissler semble éprouver une grande difficulté à couper les lignes de force d'un champ magnétique intense.

« Un tube cylindrique ayant 1^m de long et 17^{mm} de diamètre, présentant de belles strates, est disposé de façon qu'une région illuminée par les rayons anodiques, le milieu par exemple, soit placée entre les pièces polaires cylindriques (7^{cm} de diamètre) d'un électroaimant, juste assez distantes pour laisser passer le tube; l'axe du tube est ainsi normal aux lignes de force du champ magnétique. Tant que l'intensité de celui-ci ne dépasse pas 425 unités environ, il se produit le phénomène bien connu : le faisceau anodique est dévié, conformément aux lois de l'Électromagnétisme, et vient former contre

la paroi du tube un filet lumineux d'autant plus mince et d'autant plus intense que le champ est plus fort. Mais si le champ vient à augmenter au delà de 425 unités, le filet lumineux, au lieu de s'amincir davantage, s'élargit au contraire de plus en plus à mesure que l'intensité augmente, et, pour des intensités de 7000 à 8000 unités, la lumière anodique remplit de nouveau toute la section du tube à peu près uniformément, quoique la partie où se trouvait le filet lumineux soit un peu plus lumineuse que la partie opposée. Cette lumière anodique ne présente plus de strates. Dans ces conditions, la résistance du tube est devenue énorme : l'étincelle équivalente dans l'air atteint 24^{mm}, tandis qu'elle n'est que de 1^{mm} en l'absence du champ ou quand celui-ci est assez faible pour réduire à un mince filet le faisceau anodique (sur le parcours de 7^{cm}). »

Quand la diffusion est devenue très grande, le champ étant très intense, le tube s'échauffe beaucoup entre les pièces polaires là où se produit cette diffusion, tandis qu'il reste froid ailleurs (si ce n'est près de la cathode). La création de chaleur témoigne encore de l'énergie électrique consommée quand les corpuscules traversent le champ magnétique intense.

« La grande résistance qui se produit dans les champs très intenses est encore rendue manifeste par l'expérience suivante, qui est d'un curieux effet. Un tube semblable au précédent présente une dérivation formée par un tube de verre bien plus étroit (5^{mm} à 6^{mm} de diamètre), qui contourne l'une des pièces polaires de l'électroaimant de façon à permettre au flux anodique de ne pas passer dans le champ intense. Tant que le champ est faible, le flux anodique passe tout droit à travers le champ, sans que rien de visible ne passe dans le tube en dérivation. Mais, quand le champ devient intense, tout le flux anodique passe par la dérivation, en formant un filet très mince, sans que rien de visible ne passe tout droit dans le large tube à travers le champ intense.

» Si l'on place le premier tube employé dans le sens des lignes de force du champ en l'introduisant à l'intérieur des trous dont sont percées suivant leur axe les pièces polaires, celles-ci ayant la même distance et donnant entre elles un champ de 7000 à 8000 unités, le faisceau s'amincit, comme je l'ai déjà signalé, en un mince cylindre occupant seulement l'axe du tube. Malgré cela, le tube n'est pas sensiblement plus résistant qu'en l'absence du champ : l'étincelle équivalente a encore 1^{mm}. » (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXIV, p. 1046.)

Dans les expériences précédentes, on a vu que le faisceau anodique, après s'être rétréci en un mince filet le long de la paroi, pour des champs plus intenses s'élargit de nouveau. Le premier signe de l'élargissement est une sorte de diffusion de la lumière anodique autour du filet. M. Pellat a cherché comment variait avec la pression et la nature du gaz l'intensité H du champ où cette diffusion commence à apparaître.

« ... Il y a une très grande différence entre les valeurs du champ qui donne un des aspects qui viennent d'être indiqués. On en jugera par le Tableau suivant, qui indique pour l'hydrogène et pour l'oxygène les valeurs de H suivant la pression :

Hydrogène.				Oxygène.	
Pression.	H. C.G.S.	Pression.	H. C.G.S.	Pression.	H.
mm		mm		mm	
20.....	1740	1,3.....	390	1,5.. ..	Supérieure à 7000 C.G.S.
16.....	1340	0,97....	390	0,7.....	
12.....	1090	0,70....	390	0,54....	2430 C.C.S.
10.....	1000	0,38....	390	0,13....	1580
7.....	920	0,14....	390	0,03....	300
4,6....	840	0,03....	390		
3.....	570	0,0078..	390		
2.....	390				

» Ainsi, à mesure que la pression diminue, l'intensité H du champ à partir de laquelle la diffusion commence à apparaître diminue aussi. Mais il y a une énorme différence entre les nombres correspondant à une même pression pour l'hydrogène et pour l'oxygène (si l'on excepte toutefois les pressions très faibles). J'ajouterai, pour mieux montrer la dissemblance des deux gaz, qu'avec une pression de $1^{mm},3$ de mercure et un champ de 7000 C. G. S., pour l'hydrogène la diffusion du faisceau anodique est complète, le filet n'étant plus visible, tandis que pour l'oxygène le faisceau est resserré en un mince filet très brillant sans diffusion appréciable. Pour qu'avec un champ de 7000 C. G. S. l'oxygène donne une diffusion complète comme celle qui vient d'être indiquée pour l'hydrogène, il faut, au lieu de $1^{mm},3$, descendre jusqu'à une pression voisine de $0^{mm},13$.

» ... Il était intéressant de voir si dans un mélange les effets sur les deux gaz se manifesteraient séparément. L'expérience a été faite sur un mélange à volumes grossièrement égaux d'oxygène et d'hydrogène; elle a montré qu'au point de vue qui nous occupe, un mé-

lange se comportait comme un gaz unique jouissant de propriétés intermédiaires entre celles des composants : le spectroscope décelait les raies brillantes de l'hydrogène ainsi que les raies beaucoup plus pâles de l'oxygène aussi bien dans le filet que dans la partie diffusée qui l'entourait; pour les pressions totales $0^{mm},94$ et $0^{mm},46$, H fut trouvé respectivement égal à 3000 et 1100 C. G. S. L'air s'est comporté d'une façon analogue. » (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXV, p. 1321.)

Pour rappeler que tout se passe dans ces expériences comme si les corpuscules éprouvaient de la part du champ magnétique un frottement considérable dans le sens perpendiculaire aux lignes de force d'un champ magnétique (création de chaleur aux dépens de l'énergie électrique, passage par le tube en dérivation), M. Pellat avait proposé d'appeler ce phénomène *magnétofriction*. Mais M. Villard vient de montrer récemment [1] qu'aucun frottement n'agit en réalité sur les corpuscules en mouvement dans un champ magnétique; M. Pellat renonce donc à ce nom qui peut entraîner une idée fausse. Aucune explication satisfaisante n'a été donnée jusqu'ici de ce phénomène.

Si le faisceau anodique tend à prendre la forme du tube de force dans un champ magnétique intense, il en est de même, comme l'a montré M. Pellat, du flux qui s'échappe d'une cathode :

« *Dans un champ magnétique intense le faisceau cathodique (flux* A) *qui s'échappe d'une cathode en forme de plateau dessine exactement le tube de force magnétique ayant pour base la surface de la cathode, les rayons cathodiques partant uniformément de toute la surface du plateau.* »

M. Pellat a reconnu depuis que ce qu'il désigne dans cette Note par *flux* A est constitué par les rayons magnéto-cathodiques, découverts auparavant par M. A. Broca et étudiés récemment par M. Villard, qui les a désignés ainsi.

« Voici maintenant quelques détails sur ces expériences, qui achèveront de faire comprendre l'aspect du phénomène dans les différentes conditions de position du tube, d'intensité du champ et de pression du gaz.

» L'ampoule dont je me suis servi était petite pour pouvoir être placée entre les pièces polaires d'un électro-aimant Weiss. Elle avait

---

[1] VILLARD, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXIX, 1904, p. 1200.

la forme d'un cylindre. Les électrodes étaient en aluminium et avaient la forme circulaire; elles étaient distantes de 2^{cm}. Le gaz a toujours été l'air.

» Si la pression est d'environ $0^{mm},5$ de mercure et le champ de 3000 unités, le phénomène apparaît dans toute sa beauté : le flux A forme un tube de force de couleur violette, généralement courbe, s'échappant, comme toujours, des deux faces de la cathode, et allant d'un bout à l'autre du tube de Geissler. Il est alors facile de constater que la position de l'anode est sans influence sur la position du flux A : suivant la position de la ligne des électrodes par rapport aux lignes de force, le tube de flux A peut couvrir en totalité ou en partie l'anode ou ne pas tomber dessus. Celle-ci arrête les rayons cathodiques A qui tombent à sa surface, comme un écran opaque le fait pour un flux lumineux, sans influencer la marche des rayons qui rasent ses bords.

» ... Quand la pression est supérieure à 4^{mm} de mercure, le flux A forme autour de la cathode une atmosphère d'un bleu violet si courte qu'on ne peut distinguer nettement la direction de ces rayons quand on produit le champ. Pour 4^{mm} le tube de force est déjà nettement dessiné, mais il s'arrête à quelques millimètres de la cathode .... Pour $0^{mm},5$ il atteint l'extrémité du tube de verre la plus éloignée. A partir de cette pression, le tube de rayons A continue à aller d'un bout à l'autre de l'ampoule; mais à mesure que la pression diminue le tube A pâlit .... Pour $0^{mm},04$ le verre a une magnifique fluorescence verte sur toute sa surface, qui disparaît presque totalement dès qu'on produit le champ (3000), pour ne plus exister, mais avec une grande intensité, qu'aux extrémités du tube formé par le flux A. La netteté du contour de ces taches fluorescentes montre que le pourtour du tube de rayons A est aussi nettement délimité que pour les pressions plus élevées; mais l'illumination de l'air à l'intérieur du tube n'est plus produite avec assez d'intensité par les radiations A pour être discernée.... L'aspect ne change pas beaucoup jusqu'à la pression de $0^{mm},004$, limite de mes expériences. » (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. CXXXIV, p. 352.)

Depuis, M. Pellat a varié la forme et la position de la cathode à l'intérieur du tube ainsi que la nature du gaz : toujours le tube de force du champ magnétique ayant pour base la cathode a été dessiné. C'est la première expérience par laquelle on rend visible un tube de force magnétique, quelle que soit sa forme.

ÉLECTRISATION DES RAYONS CATHODIQUES

ET IONISATION DUE AUX RAYONS X,

PAR JEAN PERRIN.

Charge négative des rayons cathodiques.

On avait formulé deux hypothèses sur la nature des rayons cathodiques :

Suivant Crookes, les rayons cathodiques étaient formés de particules matérielles, chargées d'électricité négative, et qui, repoussées par la cathode, avaient acquis une vitesse énorme ; mais, d'autre part, la plupart des physiciens croyaient les rayons cathodiques formés par un mouvement vibratoire, peut-être longitudinal, ayant l'éther pour siège. Ainsi l'on hésitait, comme jadis pour la lumière, entre les deux théories de l'émission et des ondulations.

La théorie de l'émission repose sur l'hypothèse d'une électrisation. En accord avec cette hypothèse, Crookes avait cru observer que deux rayons cathodiques « se repoussent ». Mais, en interceptant un de ces rayons près de son origine, Ebert et Wiedemann virent que la déviation du premier n'est pas modifiée ; la partie supprimée n'agissait donc pas, et l'on devait seulement admettre que la direction initiale du premier rayon varie quand le second est excité.

Pour vérifier directement cette électrisation, Crookes fit alors tomber un pinceau de rayons sur une plaque métallique liée à un électromètre. Or, cette plaque se chargea bien, mais toujours d'électricité positive, contrairement au résultat qu'il attendait.

Hertz, cherchant à son tour à manifester les propriétés électriques et magnétiques des rayons supposés chargés, n'obtint pas de résultats en ce sens et admit la théorie des ondulations.

Lenard, enfin, crut ôter toute vraisemblance à la théorie de l'émission en prouvant que des rayons cathodiques traversent une feuille métallique assez épaisse pour tenir la pression atmosphérique. Ses raisonnements étaient incorrects, mais ses expériences étaient très

intéressantes, et son opinion entraîna un instant l'adhésion de presque tous les physiciens (1894).

Il me sembla pourtant que, s'il y avait des projectiles cathodiques, ils pouvaient différer assez des molécules, en taille et en vitesse, pour traverser une paroi imperméable aux molécules, et qu'avant de rejeter la théorie de l'émission, il fallait décidément s'assurer si les rayons cathodiques n'étaient pas électrisés [1].

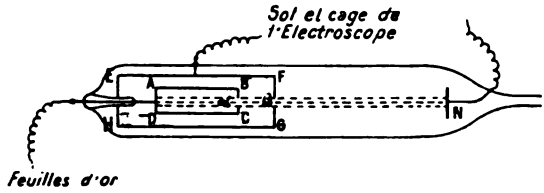
Or on sait que l'on constate facilement l'introduction de charges électriques à l'intérieur d'une enceinte conductrice close. Peut-être est-ce même le meilleur moyen qu'on ait pour définir et mesurer ce qu'on entend par charge électrique.

J'ai donc fait pénétrer des rayons cathodiques à l'intérieur d'un cylindre de Faraday.

A cet effet, j'ai employé le tube à vide que représente la figure.

ABCD est un cylindre métallique fermé de toutes parts, sauf une

Fig. 1.



petite ouverture α au centre de la face BC. C'est lui qui joue le rôle de cylindre de Faraday. Un fil métallique, soudé en S à la paroi du tube, réunit ce cylindre aux feuilles d'or d'un électroscope.

EFGH est un deuxième cylindre métallique, en communication permanente avec le sol et avec la cage de l'électroscope. Percé seulement de deux petites ouvertures en β et γ, il protège le cylindre de Faraday contre toute influence électrique extérieure. *Cette précaution est essentielle.*

Enfin, en avant de FG, se trouve l'électrode plane N.

L'anode était formée par le cylindre protecteur EFGH, et l'électrode N servait de cathode : un pinceau de rayons entrait donc dans le cylindre de Faraday.

---

[1] Expérience publiée aux *Comptes rendus*, décembre 1895.

Aussitôt, ce cylindre se chargeait d'électricité négative.

Le tube à vide pouvait être placé entre les pôles d'un électro-aimant. Quand on excitait ce dernier, les rayons cathodiques, déviés, n'entraient plus dans le cylindre. Alors il ne se chargeait plus. La déviation nécessaire pour cela était, d'ailleurs, très faible, et le bord de la face FG, couverte d'une poudre fluorescente, brillait encore très fortement lorsque déjà l'électroscope n'accusait plus aucune charge.

L'électrisation n'est donc pas due à un défaut dans la protection électrostatique; au reste, pour mieux assurer cette protection, j'ai porté à 4^{cm}, sans inconvénient, la distance $\alpha\beta$, et j'ai remplacé l'ouverture β par quelques trous d'épingle. Même, comme on va voir, j'ai pu la fermer tout à fait par une feuille mince d'aluminium.

Les charges négatives introduites dans le cylindre de Faraday, très facilement mesurables, varient extrêmement suivant des causes multiples parmi lesquelles je citerai la raréfaction du gaz et l'énergie de la décharge. Avec un de mes tubes, et pour chaque interruption du primaire de la bobine, les rayons cathodiques introduisaient facilement dans le cylindre 3000 unités électrostatiques C. G. S.

Ces expériences pourraient s'interpréter de deux manières :

Ou bien les rayons cathodiques emportent nécessairement avec eux de l'électricité négative, comme le suppose la théorie de l'émission.

Ou bien ce sont des égaliseurs de potentiel, qui, lorsqu'ils réunissent au cylindre ABCD la cathode N dont le potentiel est plus faible, donnent au cylindre un potentiel inférieur à celui de son enveloppe, donc le chargent négativement, sans que le signe de cette électricité soit plus lié à leur nature que n'est lié à la nature d'un conducteur le sens du courant, dans ce conducteur.

Cette dernière hypothèse doit être rejetée.

En effet, en fermant complètement l'ouverture β par une de ces feuilles métalliques que Hertz ou Lenard employaient, j'ai constaté que le phénomène persiste. J'ai pu ainsi, pour chaque interruption du primaire de la bobine, faire apporter à l'intérieur d'une enceinte conductrice absolument close 100 unités électrostatiques C. G. S. par des rayons qui traversent une feuille métallique exempte de trous, vérifiée au microscope avant et après l'expérience.

Le transport de charges négatives est donc inséparable des rayons cathodiques.

Cette électrisation paraît difficilement conciliable avec la théorie des ondulations; elle s'accorde, au contraire, très bien avec celle de

l'émission. Et, en tout cas, elle forme un caractère essentiel du rayonnement cathodique.

J'ajoute que, cette électrisation des rayons cathodiques une fois établie, on trouve dans leurs déviations par les champs magnétiques une excellente preuve de l'équivalence entre les courants par conduction et les courants par convection.

Diverses autres conséquences sont évidentes; j'ai montré, par exemple, comment on peut dévier à volonté, ralentir, ou accélérer, des rayons cathodiques au moyen de champs électriques appropriés. (*Thèse de Doctorat* et *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1897).

En particulier, j'ai mesuré la différence de potentiel juste suffisante pour arrêter les rayons, et, par suite, la chute de potentiel égale (environ 30000 volts), à laquelle ils doivent leur énergie. (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 1897).

Étude sur les rayons de Röntgen (1896).

On avait découvert que les rayons X déchargent les corps électrisés. Or on sait qu'une charge électrique ne peut disparaître sur un conducteur sans qu'une charge égale et de signe contraire disparaisse sur d'autres corps, les deux charges qui terminent un même tube de force devant être détruites en même temps. Il ne peut donc arriver que les rayons X déchargent un seul conducteur, et il me sembla qu'on ne pourrait obtenir de lois précises qu'à la condition de considérer simultanément les deux corps déchargés.

J'ai toujours pris la précaution d'enfermer dans une caisse recouverte de papier d'étain sur toutes ses faces, non seulement le tube focus d'où sortent les rayons, mais aussi la bobine de Ruhmkorff et les accumulateurs nécessaires. A ces conditions, la protection électrique est parfaite, et, par exemple, on peut faire jaillir dans la caisse de fortes étincelles sans influencer en rien l'électroscope ou l'électromètre employés.

Ayant placé en face d'une paroi de la caisse un corps chargé A, puis ayant appliqué contre cette paroi une plaque de tôle épaisse, nous eûmes l'occasion, M. Langevin et moi [1], d'observer que le corps A se déchargeait encore rapidement. Cependant, les plus rapprochés des rayons qui ne rencontraient pas la tôle passaient à plus

[1] M. Langevin, alors élève à l'École Normale, avait bien voulu m'apporter une aide précieuse.

de 40^{cm} du corps A. *Ainsi les rayons* X *peuvent décharger un corps sans le toucher.*

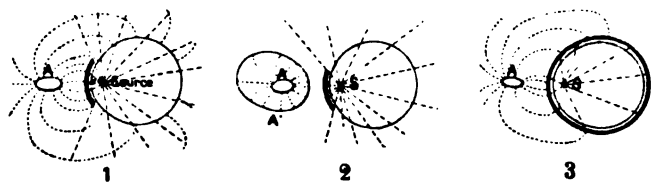
Il est vrai qu'on pouvait encore objecter à cette conclusion que peut-être la tôle n'arrêtait pas certains rayons très pénétrants. Mais il ne nous servait à rien de doubler cette tôle par du plomb. Au contraire, nous supprimions toute décharge en plaçant le conducteur A dans une caisse A′ entourée de papier d'étain et placée tout entière dans l'ombre de la plaque de tôle.

Il nous sembla que cette expérience différait de la précédente seulement par cette circonstance que toutes les charges terminant les tubes de force issues de A étaient protégées contre les rayons, aussi bien que les charges de A.

En accord avec cette induction, nous vîmes que, si l'on revenait à la première disposition, on pouvait encore empêcher toute décharge en appliquant des plaques de tôle sur toutes les faces de la caisse contenant la source de rayons.

Les trois schémas suivants résument ces trois expériences :

Fig. 2.



Dans le premier cas, quelques rayons rencontrent les charges situées aux extrémités de tubes de force issus de A, qui alors se décharge. Dans le deuxième et dans le troisième cas, les tubes de force issus de A se trouvent sur tout leur parcours à l'abri des rayons, et alors il n'y a plus décharge.

De façon plus précise, nous avions ainsi démontré la proposition suivante :

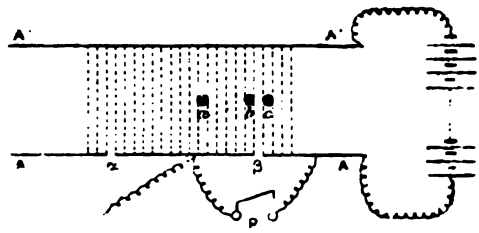
Quand il y a décharge par les rayons X, il suffit à coup sûr que l'une des deux surfaces qui sont toujours déchargées en même temps soit rencontrée par les rayons.

Mais cette condition n'est même pas nécessaire, et il suffit, pour décharger un conducteur, que les rayons rencontrent en un point quelconque un des tubes de force qui en émanent, si du moins tout le parcours de ce tube est situé dans un gaz en repos.

Je crois l'avoir établi clairement par l'expérience suivante (¹) :

On réalise un condensateur plan AA′ dont les armatures sont séparées par un gaz *en repos*, de l'air par exemple. Une plaque rectangulaire $\alpha\beta$ découpée dans l'une des armatures est liée à l'aiguille d'un électromètre. Au début de l'expérience, elle est aussi liée au reste de l'armature A qui joue ainsi le rôle d'anneau de garde. Enfin A et A′ sont réunies par une batterie d'accumulateurs qui maintient entre elles une différence de potentiel constante. On coupe alors la com-

Fig. 3.



munication entre A et $\alpha\beta$, et l'on fait passer entre les armatures un pinceau de rayons, qui ne les touchent pas.

La décharge est rapide lorsque les rayons, supposés perpendiculaires au plan de figure, passent en *a*; elle reste sensiblement la même quand ils passent en *b*; elle devient brusquement nulle quand ils passent en *c*, c'est-à-dire aussitôt que les rayons ne coupent plus aucune ligne de force issue de la plaque.

On voit par là qu'*un tube de force coupé par des rayons de Röntgen se comporte comme un conducteur,* pourvu qu'il soit situé dans un gaz, alors que le gaz contenu dans un tube de force immédiatement contigu, mais non rencontré, conserve ses propriétés isolantes.

La conduction se manifeste, si faible que soit le champ électrique. Il en résulte une *méthode de mesure des différences de potentiel par contact* [*Comptes rendus,* 1896 (²)].

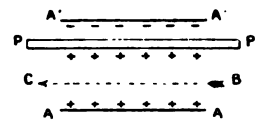
Supposons maintenant que des rayons X coupent, dans un gaz, un tube de force dont une partie seulement est dans le gaz; alors on constate que les surfaces qui terminent, sur un diélectrique non

(¹) Publiée en juin 1896 (*Éclairage électrique*).
(²) Signalée indépendamment par Righi.

gazeux, le tronçon de tube de force ainsi rencontré par les rayons, se couvrent d'électricités contraires (en quantité précisément suffisante pour annuler le champ à l'intérieur de ce tronçon).

C'est ainsi que j'ai pu, sous l'influence des rayons de Röntgen, *charger* des corps isolants, non rencontrés par ces rayons. Entre les armatures A, A′ d'un condensateur plan, je plaçais une lame P de paraffine parallèle à ces armatures, puis je faisais passer pendant quelques secondes un pinceau de rayons figuré en BC, qui ne rencontrait ni la paraffine, ni les armatures; enfin, je laissais tomber cette lame de paraffine dans un cylindre de Faraday, qui aussitôt se chargeait fortement. Par exemple, dans le cas de la figure, la charge était positive; recommençant alors l'expérience en changeant le sens du

Fig. 4.



champ électrique entre A et A′, je constatais que la paraffine ainsi chargée positivement se déchargeait, puis se chargeait négativement.

Théorie. — Les faits qui précèdent m'ont paru établir les propositions suivantes (*Thèse*, 1897) :

En tous les points d'un gaz où passent des rayons de Röntgen, il se forme des quantités égales d'électricités positive et négative, ou, d'une manière abrégée, ces rayons *ionisent* les gaz. S'il existe un champ électrique, les charges positives ainsi créées se meuvent dans le sens du champ et les charges négatives en sens inverse. Ces deux systèmes de charges décrivent ainsi les tubes de force où elles étaient d'abord contenues, jusqu'à ce qu'elles atteignent les conducteurs où se terminent ces tubes, conducteurs qui se trouvent alors *déchargés*, ou jusqu'à ce qu'elles soient mécaniquement arrêtées par une surface isolante solide ou liquide, qui se trouve alors *chargée*. L'action sur les corps électrisés se présente ainsi non comme une propriété proprement dite des rayons de Röntgen, mais comme *une conséquence nécessaire de l'altération que ces rayons font subir aux gaz qu'ils traversent.*

Rien ne prouve que ces rayons n'ionisent pas d'autres corps que les gaz. Mais, ce qui singularise à coup sûr les gaz, c'est la mobi-

lité, sous l'influence d'un champ, des charges électriques une fois créées.

Ce langage ne contient aucune hypothèse. *Les charges créées dans les gaz ont une existence réelle, qui se manifeste non seulement aux extrémités des tubes de force où elles se meuvent, mais encore en un point quelconque de leur parcours où elles peuvent être arrêtées et recueillies* (comme je l'ai prouvé par l'expérience qui précède).

En l'absence de champ électrique, les charges ainsi libérées se recombinent sur place. Elles échappent à la combinaison d'autant plus complètement que le champ est plus grand; la limite de la quantité recueillie mesure la quantité dissociée ([1]).

Influence de la pression. — J'ai recherché comment l'ionisation d'un gaz dépend de sa pression. Grâce au dispositif précédent, j'ai pu voir que les deux grandeurs sont proportionnelles : l'ionisation d'une masse gazeuse donnée, sous l'influence d'un rayonnement donné, est indépendante de l'écartement plus ou moins grand des molécules (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 1897).

Des lois fort différentes et inexactes avaient été jusqu'alors seules indiquées. Ces discordances tenaient au rôle non reconnu des surfaces frappées, rôle éliminé dans mon dispositif ([2]).

([1]) J'indique seulement ce résultat que J.-J. Thomson avait publié un peu de temps avant moi, sans que je le sache. Sa méthode était d'ailleurs fort différente.

([2]) Car, lorsque des rayons X frappent un corps, leur action est accrue au voisinage de la surface frappée. J'ai voulu étudier cet effet à son tour, mais je l'ai cru à tort localisé sur la surface. On sait que M. Sagnac a montré qu'il s'agit de « rayons secondaires » peu pénétrants, dont il a étudié les propriétés (1898).

DE L'INFLUENCE D'UN AIMANT

SUR LES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ RARÉFIÉS,

PAR PLÜCKER.

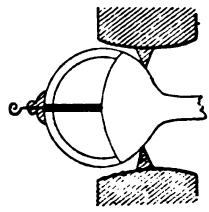
Extraits traduits de l'allemand par H. BÉNARD.

Pogg. Ann., t. CIII, 1858, p. 89-107.

§ 19. Nous allons nous occuper à présent d'une nouvelle catégorie de phénomènes que j'ai observés en plaçant au voisinage des pôles d'un électro-aimant l'extrémité cathodique d'un tube de forme convenable, dans le but de soumettre à l'influence de l'aimant la lueur qui se produit à la cathode (¹) et qui est séparée de la colonne positive par l'espace obscur. Pour bien observer ces phénomènes, il est indispensable que la cathode pénètre assez profondément à l'intérieur du tube, et que celui-ci soit suffisamment large à son extrémité cathodique.

§ 20. J'ai d'abord employé dans ce but (*fig.* 1) un tube cylin-

Fig. 1.



drique de 1^{cm} de diamètre aux extrémités duquel étaient soudées deux sphères de verre de $3^{cm},5$ de diamètre. La longueur totale du tube était de 25^{cm}. Les électrodes, en platine, pénétraient respectivement jusqu'au centre de chacune des sphères. L'électro-aimant était muni

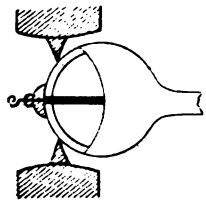
(¹) On a adopté les désignations actuelles en traduisant *Wärmepol* par cathode, *Lichtpol* par anode, *Lichtstrom* par lumière ou colonne positive, etc.

de deux pièces polaires ayant comme section un carré de 7^{cm} de côté; leurs surfaces terminales, situées en regard l'une de l'autre, avaient leurs arêtes arrondies et portaient, vissées en leur milieu, deux pointes coniques émoussées ayant leur axe commun horizontal. La sphère qui terminait le tube du côté de la cathode était placée au voisinage des pointes polaires de façon que le tube, pénétrant entre ces deux pointes, fût orienté horizontalement avec son axe situé dans l'équateur du champ magnétique.

Avant l'excitation du champ magnétique, une lueur violette diffuse était répandue dans toute la sphère, lueur entourée d'une lumière vert pâle, qui semblait former une couche mince adhérente au verre lui-même. Après la production du champ magnétique, la lumière diffuse violacée se rassemblait en un disque plan, horizontal, ayant la forme d'une demi-lune, uniformément lumineux et limité nettement du côté du tube par un arc à peu près circulaire; cet arc de cercle tournait sa concavité du côté de l'anode et passait, en son milieu, par l'extrémité du fil de platine constituant la cathode. Ce disque était bordé, de l'autre côté, par une bande étroite d'un beau vert clair, adhérente au verre. D'autre part, la colonne lumineuse, rouge dans les régions éloignées des pôles et présentant déjà bien l'espace obscur, mais colorée en violet clair dans les régions plus voisines des pôles, se terminait en pointe à la sortie du tube cylindrique; cette pointe, qui pénétrait dans la sphère, était tournée vers le bas; quand on permutait les pôles de l'électro-aimant, le phénomène restait absolument identique, si ce n'est que cette pointe, formant l'extrémité de la colonne lumineuse positive, était tournée vers le haut et non plus vers le bas.

§ 21. Si maintenant le tube était placé comme l'indique la figure 2,

Fig. 2.

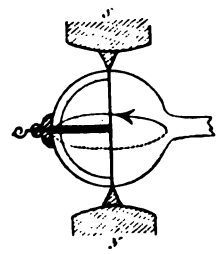


c'est-à-dire encore horizontal et situé dans l'équateur du champ magnétique, mais la partie cylindrique ne pénétrant plus entre les deux

pôles de l'électro-aimant, les pointes terminant ces pôles étant d'ailleurs encore au contact de la sphère, le phénomène restait identique, avec cette seule différence que le disque plan violacé, toujours bordé d'une bande verte contiguë au verre de l'ampoule sphérique, était limité à présent du côté du tube par un arc de cercle tournant sa convexité du côté de l'anode; du reste, cet arc de cercle passait encore, en son milieu, par l'extrémité de la cathode de platine.

§ 22. Les deux pièces polaires de l'électro-aimant étaient ensuite écartées juste assez pour que la sphère pût être amenée entre les deux

Fig. 3.



pointes. Le tube ayant toujours même orientation, la ligne joignant les deux pointes polaires passait, cette fois-ci, par le centre de la sphère, et par suite aussi par l'extrémité de l'électrode. Après excitation du champ magnétique, le disque, qui se formait comme dans les deux cas précédents, était limité par ce diamètre de l'ampoule sphérique coïncidant avec l'axe du champ magnétique; d'ailleurs, comme précédemment, ce disque était bordé d'une bande d'un beau vert en tous les points où il touchait la paroi de verre; il présentait nettement une concentration plus intense de lumière au voisinage du diamètre axial, ce qui n'avait pas été observé dans les deux cas précédents.

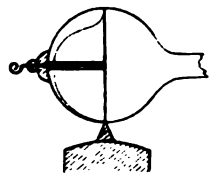
Dans les deux derniers cas, comme dans le premier, après la permutation des pôles magnétiques, le même aspect du phénomène se reproduisait au bout d'un certain temps, du moins en ce qui concerne le disque.

§ 23. Quand on avait excité le champ magnétique, la lumière violette répandue dans toute la sphère entourant la cathode allait se réunir lentement en un disque plan; pendant cette transformation, la lumière tournait autour de la ligne des pôles de l'électro-aimant. Cette rotation s'effectuait dans le même sens que celui des courants d'Am-

père dans les pôles de l'électro-aimant. Si l'on venait à supprimer le champ magnétique, la lueur cathodique se mettait à tourner en sens contraire. Ce mouvement de rotation était plus rapide lorsqu'on permutait les pôles de l'électro-aimant. Quand le champ magnétique était établi pour la première fois, le sens des courants d'Ampère déterminait le sens de la rotation; une nouvelle permutation produisait une rotation de sens inverse. La figure 3 indique par une flèche le sens de cette rotation; les pôles de l'électro-aimant sont distingués par les lettres N et S.

§ 24. Si, enfin (*fig.* 4), tout en laissant le tube et la sphère qui le terminait dans la position qui vient d'être décrite, on enlevait l'armature de fer doux de l'une des deux bobines de l'électro-aimant, le

Fig. 4.



disque lumineux horizontal restait, comme auparavant, limité d'un côté par le diamètre coïncidant avec l'axe du champ magnétique, mais la lueur violacée était plus intense dans le voisinage de la pointe polaire laissée en place; de plus, la bande vert pâle bordant le disque du côté du verre était un peu plus large et un peu moins lumineuse vers l'extrémité du diamètre axial la plus éloignée de l'armature conique unique laissée en place.

§ 25. Il va sans dire que si, dans tous les cas précédents, on faisait tourner le tube autour de la ligne des pôles, le disque lumineux, tout en conservant sa forme, tournait en même temps, lui aussi, autour du même axe.

§ 26. Si le tube, tout en restant horizontal, était déplacé verticalement de haut en bas dans le plan équatorial du champ magnétique, jusqu'à ce que les parois de la sphère vinssent au contact des pointes polaires [celles-ci présentant un intervalle inférieur au diamètre de

la sphère, comme dans les deux premiers cas étudiés] ([1]), le disque plan obtenu jusqu'à présent était remplacé par une surface en forme de voûte [concave vers le bas, c'est-à-dire] s'abaissant à partir du conducteur de platine constituant la cathode, des deux côtés de celle-ci.

En rapprochant davantage les pôles de l'électro-aimant, la courbure de cette surface augmentait.

§ 27. Si l'on considère l'ensemble des phénomènes décrits dans les paragraphes précédents, on est forcé de concevoir les divers plans ou surfaces courbes sur lesquels se concentre la lueur diffuse répandue dans le voisinage de la cathode comme *formés de lignes lumineuses qui partent de chacun des points de l'électrode négative et qui coïncident avec les lignes* [*de force*] *magnétique* [passant par ces points] ([2]).

§ 28. Cette façon d'envisager les phénomènes est confirmée par le fait suivant : si l'on remplace les armatures de fer doux à pièces polaires coniques par deux pièces polaires parallélépipédiques (longueur 19^{cm}, largeur $6^{cm},8$, hauteur 2^{cm}) reposant par leurs faces les plus étendues sur l'électro-aimant, et si l'on répète les deux premières expériences donnant un disque lumineux limité par un arc de cercle concave ou convexe du côté de l'anode, suivant le cas [mais toujours concave du côté de la ligne des pôles de l'électro-aimant], on obtient une courbure de l'arc de cercle d'autant plus prononcée que l'extrémité de la cathode est plus près des armatures.

§ 29. Si l'on se sert, comme dans la première série de recherches ([3]), de deux pièces polaires massives [présentant un très mince entrefer et terminées à leur partie supérieure par deux larges surfaces planes situées dans le même plan horizontal], on obtient encore une confirmation de cette manière de voir, autant qu'on peut juger de la distribution compliquée des lignes de force magnétique : le tube restant toujours dans le plan équatorial, si l'on place l'ampoule cathodique au-dessus de la région de plus grande force magnétique, la

---

([1]) C'est-à-dire si l'axe du tube, horizontal, était situé *au-dessus* de la ligne des pôles, celle-ci étant horizontale et de direction perpendiculaire à l'axe du tube. (*Note du traducteur.*)

([2]) Les italiques sont de Plücker, ici et dans ce qui suit. Le texte porte par lapsus, en deux endroits, *positive* au lieu de *négative*. (*Note du traducteur.*)

([3]) Partie du Mémoire non traduite.

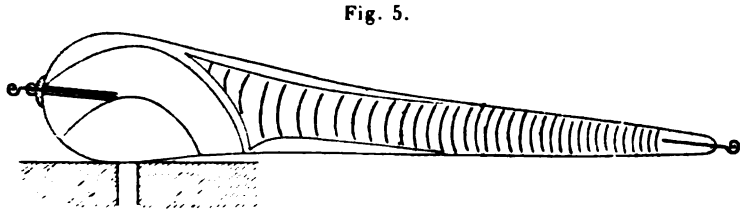
surface lumineuse en forme de voûte se produit avec une limite particulièrement bien tranchée. Si maintenant on déplace le tube parallèlement à lui-même dans la direction de la ligne des pôles, d'un côté ou de l'autre, la surface change de forme, et cela d'une façon facile à prévoir, dans chaque cas, d'après la forme des lignes de force.

.....

.....

§ 32. Remettons sur les bobines de l'électro-aimant les deux pièces polaires massives, dont les faces situées en regard sont arrondies. Plaçons le tube (¹) horizontalement au-dessus, dans la position axiale, et tout d'abord (*fig.* 5) de façon que l'extrémité du conducteur de

Fig. 5.



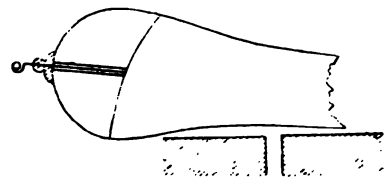
platine constituant la cathode soit située tout près et au-dessus de la région où le champ magnétique est le plus intense. La lumière diffuse entourant le fil de platine se concentre, sous l'action du champ magnétique, en un arc lumineux de couleur violacée, contenu dans un plan vertical passant par l'axe du champ magnétique et limité à peu près par deux arcs de cercle concentriques; ces deux arcs de cercle ont leur centre commun en coïncidence avec le milieu de l'interstice vide laissé entre les faces supérieures planes des deux pièces polaires. L'arc intérieur touche la cathode à son extrémité et cet arc est presque une demi-circonférence; la lumière y est concentrée en une bande étroite, d'un vif éclat, tandis que le reste de l'espace compris entre les deux arcs concentriques, large de 8^{mm} ou 9^{mm}, est d'un éclat à peu près uniforme, mais beaucoup plus faible. Ce n'est que vers l'extrémité du tube, au-dessous du fil de platine, que la lueur devient plus brillante. Quant au conducteur lui-même, il reste, dans tous les cas, continuellement entouré d'une gaine lumineuse cylindrique finement stratifiée. Mais la lueur, moins

(¹) Ce n'est plus le même tube que précédemment, mais un tube conique représenté figure 5, dont le diamètre va en décroissant de la cathode à l'anode.
(*Note du traducteur.*)

intense à la partie supérieure, y est limitée d'une façon parfaitement nette par l'arc supérieur qui passe par le point où le fil de platine est scellé dans la paroi de verre. La lumière cathodique et la lumière [positive] remplissant le reste du tube sont séparées par un intervalle obscur étroit; la colonne positive garde son caractère stratifié; seulement, dans le voisinage de l'espace obscur, la forme des dernières strates s'adapte un peu à celle de la surface limitant l'espace obscur. D'ailleurs la colonne stratifiée ne remplit plus tout l'espace intérieur du tube; elle subit la déviation décrite antérieurement (¹) sous l'action des pôles magnétiques situés au-dessous d'elle et dans le sens indiqué, en se concentrant d'un côté ou de l'autre dans la direction horizontale. Quand on permute les pôles magnétiques, le phénomène disparaît lentement, puis reparaît lentement, de façon tout à fait analogue, avec cette seule différence, sur laquelle il est inutile de revenir ici, que la lumière stratifiée va s'entasser du côté opposé du tube; l'aspect que présente le tube latéralement reste absolument le même, quand on change de côté.

§ 33. Si le tube, toujours situé dans la direction axiale, par rapport au champ magnétique, est maintenant déplacé dans le sens de sa longueur (*fig.* 6) de façon que la région située au-dessus de l'in-

Fig. 6.



terstice des pièces polaires soit à présent plus voisine de l'anode, le phénomène prend un tout autre aspect : les deux arcs de cercle limitant le demi-anneau sur lequel se concentrait la lueur répandue autour de la cathode *ont la forme des lignes de force magnétique.*

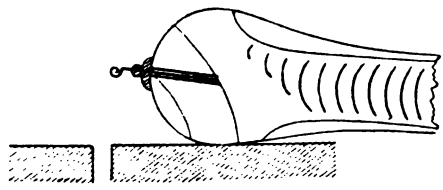
L'arc intérieur, qui passe toujours par l'extrémité du fil de platine, et qui reste toujours en coïncidence avec une ligne de force magnétique, s'étend, pendant le mouvement de translation du tube, de plus en plus loin du côté de l'extrémité anodique, jusqu'à ce qu'enfin,

(¹) Passage non traduit ici.

quand il a atteint la partie supérieure du tube, il limite complètement la lumière cathodique. Il se produit, en même temps, un mélange remarquable de colorations; de nouvelles couleurs apparaissent quand l'anneau s'ouvre et que sa lumière vient au contact du reste de la lueur : la première est violette, la seconde rougeâtre; il se forme une belle lumière bleue.

§ 34. Si enfin (*fig.* 7) on déplace le tube conique, à partir de sa position primitive, encore dans la direction de sa longueur, mais en sens contraire, de façon que le tube tout entier soit situé sur une seule pièce polaire, l'anneau lumineux reste très bien délimité. L'arc

Fig. 7.



qui était tout à l'heure l'arc intérieur est devenu maintenant l'arc extérieur : il passe toujours par l'extrémité de la cathode et limite complètement la lueur cathodique violette du côté de l'extrémité anodique du tube. L'autre arc, qui était précédemment l'arc extérieur, passe toujours, lui aussi, par le point où l'électrode de platine est soudée à la paroi de verre : c'est maintenant celui qui a le plus vif éclat; dans son voisinage la lumière de l'anneau, tout en brillant d'un éclat uniforme, est plus vive. *Les deux arcs qui limitent la lueur cathodique sont encore des lignes de force magnétique.*

§ 35. Le tube employé dans les dernières expériences citées présentait aussi la *belle lueur verte* énigmatique. Je l'avais d'abord prise pour une couleur de contraste purement subjective; puis, comme cette explication, généralement admise, me parut décidément inadmissible, j'ai été convaincu que cette coloration se produit dans le verre lui-même. En réalité, la lumière est bien à l'intérieur du tube; mais elle touche de si près la paroi intérieure qu'elle en reproduit toutes les inégalités et donne, par suite, l'impression d'une lumière spéciale provenant du verre lui-même. C'est l'emploi de l'aimant qui a permis, tout d'abord, d'éclaircir ce point : quand on inverse le

champ magnétique, cette lueur s'agite de côté et d'autre au voisinage de la cathode, puis se rassemble à nouveau aux points où la surface formée par les lignes de force magnétique rencontre la paroi de verre. Si l'on déplace le tube, cette surface vient rencontrer de nouvelles régions de la paroi de verre où elle n'existait pas auparavant, et la lueur verte apparaît aussitôt dans ces nouvelles régions.

Les conditions dans lesquelles cette lumière apparaît, d'une façon générale, dans un tube de Geissler, doivent être discutées en même temps que le mode d'influence que peut avoir sur les phénomènes observés dans ce tube la nature chimique des traces de matière pondérable qu'il contient.

§ 36. Ce qu'il faut seulement faire ressortir ici, c'est que la concentration de la lueur cathodique en une surface lumineuse formée de lignes de force est certainement un phénomène physique *général*, qui se produit dans tous les cas, indépendamment des variations de coloration que l'introduction de gaz variés peut produire à l'intérieur du tube. Pour en donner un seul exemple, les tubes contenant du gaz carbonique donnent une lumière stratifiée d'un beau vert, une lumière cathodique d'un beau bleu, la gaine qui la limite étant toujours verte. Les formes des surfaces lumineuses, sur lesquelles la lumière bleue se concentre sous l'action du champ magnétique, sont absolument identiques à celles qui ont été décrites ci-dessus.

§ 37. La couleur de la lumière cathodique soit diffuse, soit rassemblée par l'action de l'aimant sur une surface déterminée, est complètement indépendante de la nature des électrodes. On prend trois tubes absolument identiques, terminés par des sphères identiques, les fils de platine pénétrant jusqu'au centre respectif de chaque sphère. Les trois cathodes, avant d'être scellées dans les tubes, ont été respectivement couvertes par galvanoplastie de couches relativement épaisses d'or, d'argent et de cuivre. Les phénomènes observés dans les trois tubes sous l'action du champ magnétique sont absolument identiques.

§ 38. Si, enfin, l'on a fondu une petite sphère à l'extrémité d'un fil de platine [1], et si, tout le reste du fil étant isolé par une gaine de

[1] On peut, dans différents buts, avoir besoin de fils de platine terminés par une petite sphère. J'ai employé pour les obtenir, depuis longtemps déjà, le procédé sui-

verre fondu, on se sert de la petite sphère seule comme cathode dans un tube large, la lumière cathodique tout entière répandue autour de cette petite sphère-cathode ne se rassemble plus, sous l'influence du champ magnétique, de façon à occuper une surface lumineuse, mais se concentre suivant une ligne lumineuse unique, c'est-à-dire suivant une *ligne de force magnétique brillant d'un vif éclat*.

Si le fil de platine qui sert de cathode est isolé de cette façon sur toute sa longueur, sauf en quelques points déterminés séparés les uns des autres, chacun de ces points se comporte comme un centre de lumière cathodique diffusée dans toutes les directions, mais se rassemblant, sous l'action du champ magnétique, suivant la ligne de force qui passe par le point considéré; à chacun de ces points correspond une telle ligne magnétique brillante. Si le fil de platine n'est pas isolé, la lumière se répand à partir de chacun des points de ce fil et l'on obtient *une surface magnétique illuminée, qui est le lieu géométrique engendré par les lignes de force magnétique passant par chacun des points du fil de platine* [*constituant la cathode*].

---

vant, sûr et facile. Je prends quelques éléments Grove, trois ou davantage suivant l'épaisseur du fil, et je ferme le courant par du mercure, le fil de platine fixé au pôle négatif de la pile : la pointe du fil fond en arrivant au contact de la surface du mercure. Si l'on déplace progressivement le fil, on peut le fondre, en quelques secondes, sur une longueur de quelques centimètres, le fil fondu se rassemblant en une sphère très régulière.

SUR LA DYNAMIQUE DE L'ÉLECTRON,

PAR H. POINCARÉ.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, t. CXL, 1905, p. 1504.

Il semble au premier abord que l'aberration de la lumière et les phénomènes optiques qui s'y rattachent vont nous fournir un moyen de déterminer le mouvement absolu de la Terre, ou plutôt son mouvement, non par rapport aux autres astres, mais par rapport à l'éther. Il n'en est rien; les expériences où l'on ne tient compte que de la première puissance de l'aberration ont d'abord échoué et l'on en a aisément découvert l'explication; mais Michelson, ayant imaginé une expérience où l'on pouvait mettre en évidence les termes dépendant du carré de l'aberration, ne fut pas plus heureux. Il semble que cette impossibilité de démontrer le mouvement absolu soit une loi générale de la nature.

Une explication a été proposée par Lorentz, qui a introduit l'hypothèse d'une contraction de tous les corps dans le sens du mouvement terrestre; cette contraction rendrait compte de l'expérience de Michelson et de toutes celles qui ont été réalisées jusqu'ici, mais elle laisserait la place à d'autres expériences plus délicates encore et plus faciles à concevoir qu'à exécuter, qui seraient de nature à mettre en évidence le mouvement absolu de la Terre. Mais, si l'on regarde l'impossibilité d'une pareille constatation comme hautement probable, il est permis de prévoir que ses expériences, si l'on parvient jamais à les réaliser, donneront encore un résultat négatif. Lorentz a cherché à compléter et à modifier son hypothèse de façon à la mettre en concordance avec le postulat de l'impossibilité *complète* de la détermination du mouvement absolu. C'est ce qu'il a réussi à faire dans son article intitulé *Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light* (*Proceedings* de l'Académie d'Amsterdam, 27 mai 1904).

L'importance de la question m'a déterminé à la reprendre; les ré-

sultats que j'ai obtenus sont d'accord sur tous les points importants avec ceux de Lorentz; j'ai été seulement conduit à les modifier et à les compléter dans quelques points de détail.

Le point essentiel, établi par Lorentz, c'est que les équations du champ électromagnétique ne sont pas altérées par une certaine transformation (que j'appellerai du nom de *Lorentz*) et qui est de la forme suivante :

$$(1)\qquad x' = kl(x + \varepsilon t), \qquad y' = ly, \qquad z' = lz, \qquad t' = kl(t + \varepsilon x),$$

x, y, z sont les coordonnées et t le temps avant la transformation, x', y', z' et t' après la transformation. D'ailleurs ε est une constante qui définit la transformation

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}$$

et l est une fonction quelconque de ε. On voit que dans cette transformation l'axe des x joue un rôle particulier, mais on peut évidemment construire une transformation où ce rôle serait joué par une droite quelconque passant par l'origine. L'ensemble de toutes ces transformations, joint à l'ensemble de toutes les rotations de l'espace, doit former un groupe; mais, pour qu'il en soit ainsi, il faut que $l = 1$; on est donc conduit à supposer $l = 1$ et c'est là une conséquence que Lorentz avait obtenue par une autre voie.

Soient ρ la densité électrique de l'électron, ξ, η, ζ sa vitesse avant la transformation; on aura pour les mêmes quantités $\rho', \xi', \eta', \zeta'$ après la transformation

$$(2)\qquad \rho' = \frac{k}{l^3}\rho(1 + \varepsilon\xi), \qquad \rho'\xi' = \frac{k}{l^3}\rho(\xi + \varepsilon), \qquad \rho'\eta' = \frac{\rho\eta}{l^3}, \qquad \rho'\zeta' = \frac{\rho\zeta}{l^3}.$$

Ces formules diffèrent un peu de celles qui avaient été trouvées par Lorentz.

Soient maintenant X, Y, Z et X', Y', Z' les trois composantes de la force avant et après la transformation, *la force est rapportée à l'unité de volume;* je trouve

$$(3)\qquad X' = \frac{k}{l^5}(X + \varepsilon\Sigma X\xi), \qquad Y' = \frac{Y}{l^5}, \qquad Z' = \frac{Z}{l^5}.$$

Ces formules diffèrent également un peu de celles de Lorentz; le terme complémentaire en $\Sigma X\xi$ rappelle un résultat obtenu autrefois par M. Liénard.

Si nous désignons maintenant par X_1, Y_1, Z_1 et X'_1, Y'_1, Z'_1 les composantes de la force rapportée non plus à l'unité de volume, mais à l'unité de masse de l'électron, nous aurons

$$(4) \qquad X'_1 = \frac{k}{l^3}\frac{\rho}{\rho'}(X_1 + \varepsilon \Sigma X_1 \xi), \qquad Y'_1 = \frac{\rho}{\rho'}\frac{Y_1}{l^3}, \qquad Z'_1 = \frac{\rho}{\rho'}\frac{Z_1}{l^3}.$$

Lorentz est amené également à supposer que l'électron en mouvement prend la forme d'un ellipsoïde aplati; c'est également l'hypothèse faite par Langevin, seulement, tandis que Lorentz suppose que deux des axes de l'ellipsoïde demeurent constants, ce qui est en accord avec son hypothèse $l = 1$, Langevin suppose que c'est le volume qui reste constant. Les deux auteurs ont montré que ces deux hypothèses s'accordent avec les expériences de Kaufmann, aussi bien que l'hypothèse primitive d'Abraham (électron sphérique). L'hypothèse de Langevin aurait l'avantage de se suffire à elle-même, puisqu'il suffit de regarder l'électron comme déformable et incompressible pour expliquer qu'il prenne quand il est en mouvement la forme ellipsoïdale. Mais je montre, d'accord en cela avec Lorentz, qu'elle est incapable de s'accorder avec l'impossibilité d'une expérience montrant le mouvement absolu. Cela tient, ainsi que je l'ai dit, à ce que $l = 1$ est la seule hypothèse pour laquelle l'ensemble des transformations de Lorentz forme un groupe.

Mais avec l'hypothèse de Lorentz, l'accord entre les formules ne se fait pas tout seul; on l'obtient, et en même temps une explication possible de la concentration de l'électron, en supposant que *l'électron, déformable et compressible, est soumis à une sorte de pression constante extérieure dont le travail est proportionnel aux variations du volume.*

Je montre, par une application du principe de moindre action, que, dans ces conditions, la compensation est complète, si l'on suppose que l'inertie est un phénomène exclusivement électromagnétique, comme on l'admet généralement depuis l'expérience de Kaufmann, et qu'à part la pression constante dont je viens de parler et qui agit sur l'électron, toutes les forces sont d'origine électromagnétique. On a ainsi l'explication de l'impossibilité de montrer le mouvement absolu et de la contraction de tous les corps dans le sens du mouvement terrestre.

Mais ce n'est pas tout; Lorentz, dans l'Ouvrage cité, a jugé nécessaire de compléter son hypothèse en supposant que toutes les forces, quelle qu'en soit l'origine, soient affectées, par une translation, de la

même manière que les forces électromagnétiques, et que, par conséquent, l'effet produit sur leurs composantes par la transformation de Lorentz est encore défini par les équations (4).

Il importait d'examiner cette hypothèse de plus près et en particulier de rechercher quelles modifications elle nous obligerait à apporter aux lois de la gravitation. C'est ce que j'ai cherché à déterminer; j'ai été d'abord conduit à supposer que la propagation de la gravitation n'est pas instantanée, mais se fait avec la vitesse de la lumière. Cela semble en contradiction avec un résultat obtenu par Laplace qui annonce que cette propagation est, sinon instantanée, du moins beaucoup plus rapide que celle de la lumière. Mais, en réalité, la question que s'était posée Laplace diffère considérablement de celle dont nous nous occupons ici. Pour Laplace, l'introduction d'une vitesse finie de propagation était la *seule* modification qu'il apportait à la loi de Newton. Ici, au contraire, cette modification est accompagnée de plusieurs autres; il est donc possible, et il arrive en effet, qu'il se produise entre elles une compensation partielle.

Quand nous parlerons donc de la position ou de la vitesse du corps attirant, il s'agira de cette position ou de cette vitesse à l'instant où l'*onde gravifique* est partie de ce corps; quand nous parlerons de la position ou de la vitesse du corps attiré, il s'agira de cette position ou de cette vitesse à l'instant où ce corps attiré a été atteint par l'onde gravifique émanée de l'autre corps; il est clair que le premier instant est antérieur au second.

Si donc x, y, z sont les projections sur les trois axes du vecteur qui joint les deux positions, si la vitesse du corps attiré est ξ, η, ζ, et celle du corps attirant ξ_1, η_1, ζ_1, les trois composantes de l'attraction (que je pourrai encore appeler X_1, Y_1, Z_1) seront des fonctions de $x, y, z, \xi, \eta, \zeta, \xi_1, \eta_1, \zeta_1$. Je me suis demandé s'il était possible de déterminer ces fonctions de telle façon qu'elles soient affectées par la tranformation de Lorentz conformément aux équations (4) et qu'on retrouve la loi ordinaire de la gravitation, toutes les fois que les vitesses ξ, η, ζ, ξ_1, η_1, ζ_1 sont assez petites pour qu'on puisse en négliger les carrés devant le carré de la vitesse de la lumière.

La réponse doit être affirmative. On trouve que l'attraction corrigée se compose de deux forces, l'une parallèle au vecteur x, y, z, l'autre à la vitesse ξ_1, η_1, ζ_1.

La divergence avec la loi ordinaire de la gravitation est, comme je viens de le dire, de l'ordre de ξ^2; si l'on supposait seulement, comme l'a fait Laplace, que la vitesse de propagation est celle de la lumière,

cette divergence serait de l'ordre de ξ, c'est-à-dire 10000 fois plus grande. Il n'est donc pas, à première vue, absurde de supposer que les observations astronomiques ne sont pas assez précises pour déceler une divergence aussi petite que celle que nous imaginons. Mais c'est ce qu'une discussion approfondie permettra seule de décider.

CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE COMMUNIQUÉE AU VIDE
PAR LES CONDUCTEURS CHAUDS,

PAR O.-W. RICHARDSON, B. A., B. Sc.

Traduit de l'anglais par Edouard SALLES.

Philosophical Transactions, 1903, A. 201, p. 497 à 513.

La partie expérimentale de ce Mémoire renferme l'étude de la conductibilité électrique de l'espace entourant, à basse pression, des surfaces chaudes de platine, de carbone et de sodium. Un exposé préliminaire de quelques-unes des expériences effectuées sur le platine a été lu à la séance du 25 novembre 1901 de la Cambridge Philosophical Society (1).

La conductibilité produite par les métaux chauds a été l'objet d'un grand nombre de recherches dues à différents auteurs. Les phénomènes, toutefois, sont très compliqués : on trouve en effet que la quantité d'ionisation ainsi que son signe varient d'une remarquable façon avec la nature, la température, l'histoire précédente du métal, la nature du gaz environnant ce dernier, avec les altérations même légères de la surface métallique. Les présentes recherches ont été effectuées avec cette idée que, à température élevée, la conductibilité produite par les métaux prend sa forme la plus simple, étant due à une émission de particules négatives. Cette idée trouve un appui dans l'observation du professeur Mac Clelland (2) que le courant négatif est dans de larges limites indépendant de la nature du gaz, il est de même indépendant de sa pression entre $0^{mm},04$ et $0^{mm},004$.

Le principal problème étudié expérimentalement ici est la façon dont varie avec la température du métal le courant de saturation entre la surface métallique chauffée et une électrode métallique voisine. La valeur du courant de saturation correspond au nombre total d'ions

(1) *Camb. Phil. Proc.*, vol. XI, p. 286.
(2) *Camb. Phil. Proc.*, vol. X, p. 241, and vol. XI, p. 296.

produit en une seconde par la surface. Il a été trouvé utile, incidemment, d'examiner en plus la relation existant entre le courant et la force électromotrice pour la conductibilité produite, dans le cas des trois substances ci-dessus mentionnées, à différentes pressions.

La théorie proposée pour expliquer les phénomènes repose sur l'hypothèse que la conduction dans les métaux est produite par des corpuscules, théorie qui a été développée par les professeurs Drude (1) et J.-J. Thomson (2). Selon cette théorie un métal doit être regardé comme ayant une structure spongieuse formée de molécules et d'ions positifs fixes comparativement grands, avec de petits ions négatifs ou corpuscules, se mouvant librement avec une grande vitesse à travers la masse. Puisque les corpuscules ne quittent pas tous le métal quand ils frappent sa surface, il est évident qu'il doit exister une discontinuité superficielle de potentiel s'opposant à leur sortie. Si maintenant nous élevons la température du métal, nous augmentons la vitesse moyenne des corpuscules, et, pourvu que l'énergie nécessaire à un ion pour traverser la surface n'augmente pas avec la température, il y aura un plus grand nombre d'ions que précédemment qui, frappant la surface, la traverseront. De cette façon nous pouvons calculer comment varie avec la température le nombre de corpuscules projetés à travers l'unité de surface d'un métal. La formule ainsi obtenue nécessite deux nouvelles constantes, qui sont le nombre d'ions dans l'unité de volume du métal et le travail effectué par l'ion en passant à travers la surface. On peut dire, par anticipation, que presque toutes les expériences sont en parfait accord avec la théorie. En particulier les formules théoriques indiquent un accroissement extrêmement rapide du courant de saturation avec la température, à laquelle ce courant est relié par une formule exponentielle. Les expériences montrent qu'il en est bien ainsi, et le courant de saturation a été suivi pour les trois conducteurs examinés entre les limites suivantes :

Pour le platine.....	de 10^{-10} à 10^{-3}	ampères par	centimètre carré
» carbone.....	de 10^{-8} à 2	»	
» sodium.....	de 10^{-13} à 2×10^{-2}	»	courant total

La limite de température pour le platine et le carbone a varié à peu près de 1000° C. à 1600° C. et pour le sodium de 100° C. à 450° C.

(1) *Drude's Ann.*, Vol. I, p. 566.
(2) Rapports présentés au Congrès International de Physique. Paris, 1900.

Les valeurs énormes des courants obtenus constituent peut-être le point le plus curieux de ces recherches. La déperdition la plus forte qui ait été mesurée a été celle de 0,4 ampère entre un filament de carbone et une électrode voisine, ce qui correspond à un courant de 2 ampères par centimètre carré de surface de carbone, le potentiel du fil étant de — 60 volts. La pression du gaz dans ce cas n'était que $\frac{1}{600}$ de millimètre de mercure, de sorte que l'ionisation par collision était négligeable. Dans tous les cas on avait soin que le champ mis sur les filaments fût insuffisant pour provoquer la décharge disruptive ou la maintenir après qu'elle eût commencé.

Les plus faibles courants avec le sodium ont été mesurés à l'aide d'un électromètre à quadrants; le plus fort, 0,04 ampère, a été enregistré à l'aide d'un ampèremètre Weston.

Ces expériences montrent d'une façon évidente qu'un métal placé dans le vide et chauffé à une température suffisamment élevée rend l'espace qui l'environne un excellent conducteur de l'électricité; les résultats sont tels que dans le cas d'une lampe à incandescence, à la température la plus élevée qu'elle puisse supporter, la conductibilité de l'espace environnant le filament est comparable à celle de ce dernier.

Pour un conducteur chaud le courant traversant le milieu et se dirigeant vers l'électrode n'ira bien entendu que dans une direction. Quand le métal est chaud et chargé positivement et l'électrode reliée au sol, le courant est extrêmement petit en comparaison de ce qu'il est quand le fil est négatif.

Ce Mémoire comporte les divisions suivantes :

A. *Recherches théoriques :*

I. Calcul du courant de saturation.

II. Équilibre des corpuscules au voisinage d'une surface infinie chauffée.

B. *Recherches expérimentales :*

I. Expériences avec le platine, le carbone, le sodium.

C. *Conclusion.*

[illegible]

[illegible]

1. [illegible] de la théorie cinétique des gaz à l'équilibre d'électrons négatifs libres ou corpuscules n'a guère besoin d'être ici justifiée, puisqu'elle a été déjà faite par le professeur Drude (1); on peut toutefois mettre en évidence quelques résultats montrant la ressemblance étroite qui existe entre une molécule dans un gaz dans les conditions ordinaires et un corpuscule dans un métal. Le professeur Thomson (2) a montré, en partant du changement de résistance du bismuth dans un champ magnétique, que le libre parcours moyen d'un corpuscule dans ce métal a une valeur de 10^{-5} cm; tandis qu'une série d'expériences de M. Patterson (3) indiquent que pour le platine, l'or, l'étain, l'argent, le cuivre, le zinc, le cadmium, le mercure et le carbone le libre parcours moyen a des valeurs comprises entre 5.9×10^{-7} et 4.1×10^{-6} cm. Le libre parcours moyen pour une molécule d'azote dans l'air dans ces conditions est 10^{-5} cm; de telle façon que le libre parcours moyen d'un corpuscule dans le bismuth est le même que celui d'une molécule dans l'air à une pression de $\frac{1}{10}$ d'atmosphère, tandis que pour les autres métaux cette quantité a la même valeur que dans l'air pour une pression de 10^{atm}. La durée du libre parcours est évidemment seulement d'environ $\frac{1}{100}$ de celui d'une molécule d'air possédant le même libre parcours, en raison de la grande vitesse d'agitation des corpuscules. Néanmoins il est parfaitement légitime d'admettre que le temps pendant lequel les corpuscules se meuvent librement est grand comparé à celui pendant lequel ils s'entrechoquent. En fait, cette supposition se présente immédiatement à l'esprit, si nous attachons une signification bien définie aux idées de libre parcours et de collision.

Si, en plus de ce que nous négligeons le nombre de corpuscules se choquant en un moment quelconque, vis-à-vis de ceux qui ne le font pas, nous supposons que les atomes du métal et les ions positifs sont sujets à des forces de restitution fonctions seulement de leur

---

(1) *Drude's Annalen*, Vol. I, p. 572, etc.

(2) Rapports présentés au Congrès International de Physique, Paris 1900, Vol. III, p. 138.

(3) *Phil. Mag.*, t. VI, Vol. III, p. 655.

déplacement, nous obtenons immédiatement, en appliquant l'analyse ordinaire de la théorie cinétique, la distribution de la vitesse au sein des corpuscules, distribution qui a été trouvée la même que pour un nombre égal de molécules gazeuses de même constitution. Ainsi le nombre de corpuscules ($N_u N_v N_w$) qui ont des composantes de vitesses, entre u et $u+du$, v et $v+dv$, w et $w+dw$ dans trois directions respectivement perpendiculaires, est donné par

$$N_u = N\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-km(u-\alpha)^2}\, du,$$

$$N_v = N\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-km(v-\beta)^2}\, dv,$$

et

$$N_w = N\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-km(w-\gamma)^2}\, dw;$$

N étant le nombre total de corpuscules considérés, m la masse de chacun d'eux, α, β, γ les composantes de la vitesse d'ensemble des corpuscules dans les directions u, v, w respectivement, le facteur $\frac{3}{4}k$ représentant l'énergie moyenne de translation d'un corpuscule, qui est égale à celle d'une molécule gazeuse à la température considérée. Les vitesses α, β et γ sont reliées aux composantes q, r, s de la densité du courant par la relation

$$(q, r, s) = n(\alpha, \beta, \gamma)\varepsilon,$$

n étant le nombre de corpuscules par centimètre cube, ε la charge de chacun d'eux.

2. Si nous supposons les vitesses d'ensemble nulles ou négligeables vis-à-vis de celles d'agitation, le nombre de molécules contenues dans l'unité de volume, ayant des composantes de vitesse comprises entre u et $u+du$, v et $v+dv$, w et $w+dw$, devient

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw,$$

tandis que le nombre d'entre elles, possédant ces composantes, qui frappent l'unité de surface normale à u par seconde est

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw.$$

Si nous supposons la surface du conducteur chaud normale à l'axe des u, le nombre de corpuscules frappant l'unité de surface par seconde sera

$$\int_0^\infty \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw.$$

Supposons maintenant à la surface du métal une discontinuité dans le potentiel électrostatique, suffisamment grande pour empêcher qu'à basses températures les corpuscules ne s'échappent; si le travail effectué par l'ion, en passant à travers la couche superficielle, est Φ, la discontinuité de potentiel sera $\frac{\Phi}{\varepsilon}$. La surface étant normale à l'axe des x, nous aurons par symétrie

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\Phi}{\partial y} = \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0,$$

$$(4) \qquad mu = -\frac{\partial\Phi}{\partial x} \qquad \text{d'où} \qquad u_0 = \sqrt{u^2 - \frac{2}{m}\Phi},$$

où u_0 est la composante normale de la vitesse du corpuscule après sa sortie du métal. Il est évident d'après ceci que tous les corpuscules qui frappent la surface du métal ne s'échappent pas, il n'y a que ceux qui ont une composante normale de vitesse $\geqq \sqrt{\frac{2}{m}\Phi}$, par suite, pour avoir le nombre total de corpuscules passant à travers la couche superficielle, il faut intégrer l'expression (3) par rapport à du, non pas de o à ∞, mais bien de $\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}$ à ∞; nous aurons donc, en appelant N ce nombre total de corpuscules qui s'échappent par seconde

$$(5) \qquad N = \int_{\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw,$$

$$(6) \qquad N = \frac{n}{2}(km\pi)^{-\frac{1}{2}} e^{-2k\Phi} = n\sqrt{\frac{R\theta}{2m\pi}}\, e^{-\frac{\Phi}{R\theta}},$$

puisque k est relié à θ la température absolue par la relation $k = (2R\theta)^{-1}$, R étant la constante des gaz pour un seul corpuscule. Le courant de saturation étant égal à la quantité d'électricité transportée par les ions projetés à travers la surface en une seconde, sera donné par la relation

$$(7) \qquad C = N\varepsilon S = n\varepsilon S\sqrt{\frac{R\theta}{2m\pi}}\, e^{-\frac{\Phi}{R\theta}},$$

où S est l'aire de la surface métallique, ε comme précédemment la charge d'un ion.

3. Quand les ions sont captés par un champ électrique, aussitôt qu'ils sont mis en liberté à la surface du métal, comme dans le cas des expériences qui seront décrites plus loin, le métal doit constamment perdre de l'énergie par suite de l'émission de corpuscules. Cette énergie se compose de deux parties : la première représentée par le travail effectué par les corpuscules en traversant la couche superficielle, la seconde égale à l'énergie de translation qu'ils possèdent quand ils viennent de quitter le métal; la somme de ces deux quantités est facile à calculer, puisqu'elle est égale à l'énergie de translation que les corpuscules qui ont passé à travers la couche superficielle, possédaient lorsqu'ils étaient à l'intérieur du métal. Nous n'avons par suite simplement qu'à multiplier le nombre de corpuscules qui frappent la surface par l'énergie possédée par chacun, et à intégrer entre des limites embrassant toutes les valeurs qui passent à travers la couche superficielle. La perte totale d'énergie est, par suite,

$$(8)\quad T = \frac{n}{2}\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} m(u^2+v^2+w^2)\, u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw,$$

$$(9)\quad = \frac{n}{2}\,\frac{(1+k\Phi)e^{-2k\Phi}}{\pi^{\frac{1}{2}} m^{\frac{1}{2}} k^{\frac{3}{2}}} = n\left(1+\frac{\Phi}{2R\theta}\right)\sqrt{\frac{2R^3\theta^3}{\pi m}}\, e^{-\frac{\Phi}{R\theta}}.$$

Maintenant le travail produit en une seconde par les corpuscules traversant la couche superficielle est évidemment $N\Phi$, de sorte que la partie d'énergie perdue par le métal chaud par seconde apparaissant sous forme d'énergie de translation des corpuscules est donnée par

$$T - N\Phi = \frac{n}{2}\,\frac{ne^{-2k\Phi}}{\pi^{\frac{1}{2}} m^{\frac{1}{2}} k^{\frac{3}{2}}} = n\left(\frac{2R^3\theta^3}{m\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Phi}{R\theta}}.$$

Le calcul de la façon dont l'émission d'énergie a lieu, s'applique au cas seulement où les ions sont captés par un champ extérieur aussitôt après leur sortie; s'il n'y a pas de champ extérieur et que les ions sont laissés libres, nous arrivons rapidement à un état d'équilibre où il entre en un temps donné à travers la surface du métal autant de corpuscules possédant une quantité donnée d'énergie qu'il en sort; de façon que dans ce cas il n'y a aucune perte d'énergie due à cette cause.

Le professeur J.-J. Thomson a donné une démonstration de la formule (6), qui est intéressante en ce sens qu'elle ne nécessite pas les méthodes de la théorie cinétique des gaz. Supposons un espace clos limité par une surface métallique chaude, le métal émettra des corpuscules jusqu'à ce qu'un état d'équilibre soit atteint; alors autant de corpuscules allant du métal au vide et du vide au métal passeront à travers la surface limitant l'espace, mais la pression ne sera pas la même des deux côtés de la surface, en raison des forces tendant à retenir les corpuscules dans le métal. Il y aura ainsi une discontinuité dans la pression à la surface de séparation, et Φ étant le travail effectué par un ion mesuré à travers la surface nous avons

$$\int_1^2 p\,dv = \Phi,$$

où 1 a trait au métal, 2 à l'espace voisin, p est la pression et v le volume occupé par un corpuscule en un point quelconque. Substituant à p sa valeur $\frac{R\theta}{v}$ tirée de l'équation des gaz, nous avons

$$\log v_2 - \log v_1 = \frac{\Phi}{R\theta},$$

d'où nous avons, si n_2 est le nombre de corpuscules par unité de volume à l'extérieur du métal, et n_1 le nombre par unité de volume à l'intérieur du métal,

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\Phi}{R\theta}}.$$

Maintenant le nombre de corpuscules projeté de la surface par seconde n'est pas égal à celui contenu dans l'espace clos par unité de volume, mais égal à ce nombre multiplié par la vitesse moyenne normale à la surface. De sorte que, dans l'état d'équilibre, $N = n_1 u$, où

$$u = \left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty u e^{-kmu^2}\,du = \sqrt{\frac{R\theta}{2m\pi}},$$

d'où

$$N = n\sqrt{\frac{R\theta}{2m\pi}}\,e^{-\frac{\Phi}{R\theta}},$$

formule identique à celle obtenue précédemment en ne supposant pas l'existence d'un état d'équilibre.

En suivant l'analogie entre l'émission de corpuscules et l'évaporation, les formules précédentes, reliant la pression corpusculaire à la

température, peuvent être obtenues à l'aide de la Thermodynamique d'une façon nécessitant encore moins d'hypothèses.

II. — ÉQUILIBRE DE CORPUSCULES AU VOISINAGE D'UNE SURFACE MÉTALLIQUE PLANE INFINIE.

4. Ce problème, ainsi que le problème correspondant sphérique, est d'une importance considérable, non seulement au sujet d'expériences dans les tubes évacués, mais aussi au sujet de la façon dont les corps célestes chauds se comportent dans l'espace. Par exemple, l'aurore boréale et les phénomènes qui y sont reliés indiquent que de grandes quantités d'ions venant de quelque source extérieure atteignent la Terre, tandis que certaines variations du champ magnétique terrestre ainsi que d'autres phénomènes météorologiques semblent être reliés d'une façon intime aux phénomènes qui ont lieu à la surface du Soleil. Ce Mémoire n'essaie pas de résoudre ces questions, mais les faits que je viens de signaler indiquent que l'ionisation produite par les corps chauds n'est pas sans importance pour la météorologie.

Le problème considéré peut être énoncé de la façon suivante :

Étant donnée une quantité infinie de métal limitée d'un côté par une surface plane infinie maintenue à un potentiel donné, trouver la charge par unité de surface du métal et le potentiel en un point de l'espace à l'extérieur du métal quand l'état d'équilibre est atteint.

Prenons la surface de séparation perpendiculaire à l'axe des x, l'indice 1 a trait aux points à l'intérieur du métal, et l'indice 2 aux points de l'espace vide voisin. Comme nous l'avons déjà vu, il y a une discontinuité dans la pression des corpuscules à la surface du métal, et par suite de la conservation de l'énergie

$$\int p\,dv = w, \tag{11}$$

w étant le travail dépensé pour faire passer l'unité de masse des corpuscules à travers la couche superficielle, p la pression et v le volume de l'unité de masse des corpuscules en un point quelconque. De même pour obtenir les équations satisfaites par les corpuscules en dehors du métal, quand l'état d'équilibre a été atteint nous nous servirons de ce que, suivant une trajectoire quelconque allant d'un

point a à un point b, le travail dû à l'expansion est égal au travail des forces électriques, ce qui donne, puisque tout est indépendant de y et de z, que V est le potentiel électrostatique, e_0 la charge d'un corpuscule, n le nombre de corpuscules par unité de volume,

$$\int_b^a p\,dv + \int_b^a nve_0 \frac{dV}{dx}\,dx = 0,$$

comme $Nv = N_0$, nombre de corpuscules dans l'unité de masse, l'équation devient

$$\frac{R\theta}{v}\frac{dv}{dx} + N_0 e_0 \frac{dV}{dx} = 0. \tag{12}$$

Le potentiel électrostatique doit satisfaire à l'équation de Poisson, qui prend la forme

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\zeta = \frac{4\pi N_0 e_0}{v},$$

e_0 étant la valeur numérique de la charge négative.

L'équation qui doit être satisfaite est donc

$$R\theta\frac{d^2(\log v)}{dx^2} + 4\pi\frac{N_0^2 e_0^2}{v} = 0$$

ou

$$\frac{d^2v}{dx^2} - \frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dx}\right)^2 + C = 0, \qquad \text{où} \qquad C = \frac{4\pi N_0^2 e_0^2}{R\theta}. \tag{13}$$

Une première intégration donne, B étant une constante d'intégration,

$$\frac{d(\log v)}{dx} = \left(B + \frac{2e}{v}\right)^{\frac{1}{2}},$$

quand v est infini $\frac{d\log v}{dx} = 0$, $B = 0$ de façon que

$$\sqrt{2e}\,dx = v^{-\frac{1}{2}}\,dv,$$

où

$$v = \frac{1}{4}(\sqrt{2c}\,x - A)^2,$$

A étant une seconde constante d'intégration.

Nous avons les conditions

$$v = \infty \qquad \text{quand} \qquad x = \infty,$$
$$v = v_1 e^{\frac{w}{R\theta}} \qquad \text{»} \qquad x = 0$$

satisfaites pour $A^2 = 4v_1 e^{\frac{w}{R\theta}}$.

Prenant la racine positive pour v_1, les valeurs négatives étant inadmissibles, et posant $v_1 = \frac{N_0}{n_1}$, nous obtenons

$$v^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\pi}{R\theta}\right)^{\frac{1}{2}} N_0 e_0 x + \left(\frac{N_0}{n_1}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}}. \tag{14}$$

Cette équation donne la concentration (v^{-1}) de corpuscules à une distance x du plan quand la température est maintenue à θ° absolus.

Retournant à l'équation (12) nous voyons que l'intégration et la substitution de v par sa valeur donne pour le potentiel électrostatique

$$V = -2\frac{R\theta}{N_0 e_0}\log\left[\left(\frac{2\pi}{R\theta}\right)^{\frac{1}{2}} N_0 e_0 x + \left(\frac{N_0}{n_1}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}}\right] + \gamma.$$

Si $V = V_0$ pour $x = 0$ la constante d'intégration γ est déterminée par

$$\gamma = V_0 + 2\frac{R\theta}{N_0 e_0}\log\left[\left(\frac{N_0}{n_1}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}}\right],$$

de telle façon que V est finalement obtenue de

$$V = V_0 - 2\frac{R\theta}{N_0 e_0}\log\left[1 + \left(\frac{2\pi n_1 N_0}{R\theta}\right)^{\frac{1}{2}} e_0 e^{-\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}x}\right]. \tag{15}$$

L'intensité électrique en un point x est donnée par

$$-\frac{dV}{dx} = \frac{2\left(2\pi\frac{R\theta n_1}{N_0}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}}}{1 + \left(\frac{2\pi n_1 N_0}{R\theta}\right)^{\frac{1}{2}} e_0 e^{-\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}x}}, \tag{16}$$

et la charge sur l'unité de surface du plan radiant par

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = \left(\frac{n_1 R\theta}{2\pi N_0}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}}. \tag{17}$$

La densité de volume ζ en un point x étant

$$\zeta = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{n_1 e_0 e^{-\frac{w}{R\theta}}}{\left[1 + \left(\frac{2\pi n_1 N_0}{R\theta}\right)^{\frac{1}{2}} e_0 e^{-\frac{1}{2}\frac{w}{R\theta}x}\right]^2}. \tag{18}$$

Il est évident que $\int_0^\infty \zeta\, dx = \sigma$ puisque $\frac{dV}{dx} = 0$ pour $x = \infty$.

Ainsi, comme nous devons le penser, la charge superficielle est égale et de signe contraire à celle de la charge totale comprise dans l'espace extérieur au métal.

Comme application numérique nous pouvons calculer le potentiel en un point distant de [illegible] d'une surface plane de platine mise au sol et maintenue à une température de 1500° absolus par exemple. Prenant, comme nombre de molécules dans 1^{cm} à 0° et à 760^{mm}, [illegible], comme charge d'un ion $6,5 \times 10^{-10}$ et comme valeur de $\frac{w}{R}$, $4,03 \times 10^{4}$, nombre qui a été déterminé expérimentalement, le potentiel sera à 10^{-4} de 1,5 volt, tandis qu'à un point distant de 1^{cm} il serait de 1,1 volt.

Les expériences dans la suite n'ont pas été exécutées afin de vérifier cette partie de la théorie, mais elles montrent, comme nous devions le penser, que pratiquement tout le courant est arrêté par une chute de potentiel de l'ordre de 1 volt quand elle tend à repousser les corpuscules vers le métal.

L'examen de la formule (15) indique que, même aux températures les plus élevées que l'on puisse atteindre, les différences de potentiel à de faibles distances de la surface chaude ne seront jamais très grandes. Par exemple, à la température du Soleil (6000° C.) la différence de potentiel entre la surface et un point distant de 1^{cm} sera seulement d'environ 16 fois sa valeur à 1300° C. D'autre part, comme l'indique la formule (17), la densité superficielle augmente beaucoup avec la température : dans le cas du carbone à 6000° C., 10^{21} étant pris comme valeur maximum probable de n et $7,8 \times 10^{4}$ comme valeur de $\frac{w}{R}$, nous trouvons pour σ la valeur énorme de 300 unités électrostatiques, tandis qu'à 1300°, σ serait plus petit que ce nombre dans le rapport de 1 à 3×10^{8}.

Ces nombres doivent être seulement pris comme exemples, car il est évident qu'à 6000° C. aucun conducteur ne pourrait exister dans le vide.

Il est à remarquer que la théorie précédente de l'équilibre des corpuscules au voisinage d'une surface d'où ils ont été émis est tout à fait indépendante de toute hypothèse quant à la nature du mécanisme qui les a mis en liberté. Les résultats sont ainsi intéressants même dans le cas où, par la suite, serait reconnue inexacte l'hypothèse que les ions négatifs provenant des corps chauds sont les mêmes que ceux qui transportent le courant à l'intérieur du métal.

B. — Recherches expérimentales.

I. — Expériences avec le platine.

1. *Appareil employé.* — La figure 1 représente l'appareil employé, A_1B_1 est le fil de platine, C est un cylindre d'aluminium faisant fonction d'électrode et entourant le fil; *c* était mis au sol par l'intermédiaire d'un galvanomètre servant ainsi à mesurer le courant. De la résistance du fil on déduisait sa température. le dispositif employé pour cette détermination (*fig.* 2) est représenté au-dessous de AFK_2.

Fig. 1.

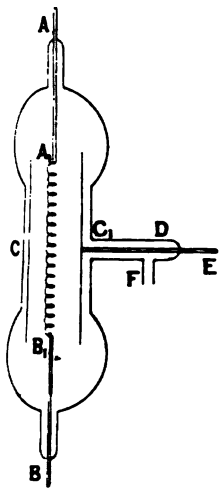
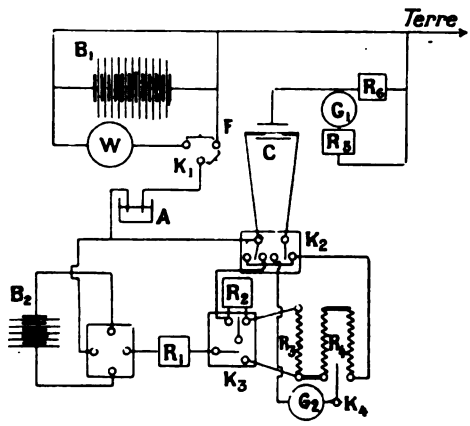


Fig. 2.



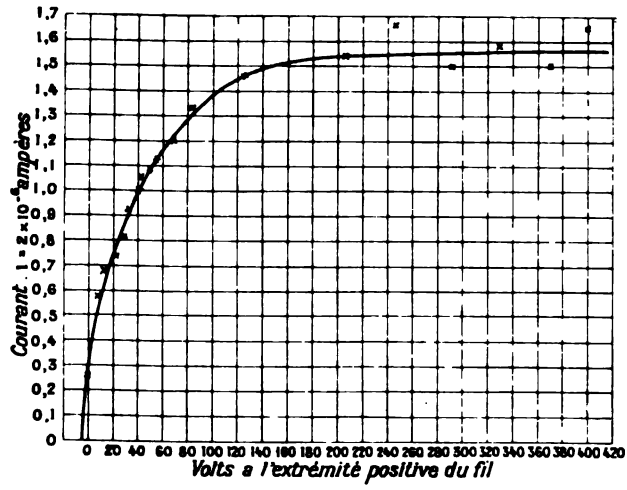
B_1 batterie pouvant donner jusqu'à 400 volts;
K_1, K_2, K_3, K_4 clefs;
A résistance liquide;
R_2, R_3, R_4 boîtes de résistance;
B_2 batterie pour produire l'échauffement du fil;
R_1 résistance servant à régulariser le courant passant dans F;
G_1 galvanomètre mesurant le courant;
G_2 galvanomètre pour mesurer la résistance du fil;
R_5, R_6 shunts de G_1.

2. *Variation du courant.* 3. *Expériences avec un courant alternatif.* — Des expériences ont montré que, pour obtenir des lectures convenables, il était nécessaire, l'état du fil se modifiant, de supprimer, entre chaque observation, le courant destiné à chauffer le fil et de laisser le tube revenir à lui-même. La valeur initiale du courant était presque constante, elle décroissait ensuite lentement pour varier ensuite de façon irrégulière.

En employant des courants alternatifs pour échauffer le fil, les ions produits à basse température sont tous positifs; mais, à mesure que la température s'élève, le nombre d'ions négatifs augmente, et à un moment donné l'aiguille de l'électromètre n'indique plus de courant, le nombre d'ions négatifs atteignant l'électrode est égal au nombre d'ions positifs qui y arrivent. Cette température est d'environ 900° pour le platine. Au-dessus de cette température l'ionisation négative prédomine.

4. *Relation entre le courant et la force électromotrice.* — Dans ces expériences le courant de saturation était d'environ 3×10^{-6} ampères, 10000 fois environ supérieur à celui employé par le profeseur Mc. Clelland (1). La courbe (*fig.* 3) donne l'allure du phénomène, le courant obtenu avec

Fig. 3.



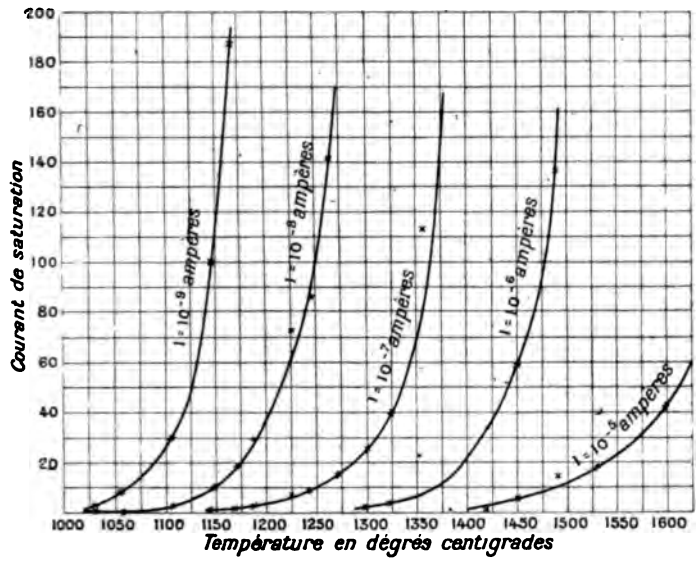
— 41 volts étant pris comme unité, la saturation a lieu pour 180 volts; la similitude de cette courbe avec celle de Mc. Clelland semble indiquer que la courbe est indépendante de l'ionisation produite par le fil. Les recherches exposées dans la suite du Mémoire montrent que, dans le cas de l'ionisation produite par le carbone, un voltage qui est suffisant pour saturer le courant à une pression donnée doit saturer à une pression quelconque plus faible; pour le platine, à une pression de $0^{mm},008$, le courant était saturé avec moins de 81 volts.

5. *Relation entre le courant et la température du fil.* — Le fil était maintenu à un potentiel de 120 volts. Les courbes (*fig.* 4) indiquent que l'ionisation négative augmente très rapidement avec la température, que le courant ne disparaît jamais entièrement, mais seulement d'une façon asymptotique;

(1) *Camb. Phil. Proc.*, Vol. XI, p. 296.

elles semblent tendre aussi vers une valeur infinie du courant de saturation; mais la théorie indique qu'à des températures plus élevées le courant augmenterait beaucoup plus lentement avec la température, ce qui n'a pas été constaté dans ces recherches.

Fig. 4.



Posons $A = n\left(\frac{R}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$, $b = \frac{\Phi}{R}$, la formule (7) peut s'écrire $A\theta^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{\theta}}$, cette formule donne le nombre de corpuscules projetés par unité de surface du métal par seconde. L'application des résultats trouvés montre que les principales particularités du phénomène peuvent se représenter par une formule du type $A\theta^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{\theta}}$. La valeur de A permet de connaître n le nombre d'ions négatifs libres dans un centimètre cube de platine à 1542° absolus qui est égal à

$$1,3 \times 10^{21}$$

nombre voisin de celui trouvé par Patterson (1), calculé par la méthode de Thomson (2). De la connaissance de b on peut tirer la discontinuité de potentiel à la surface du métal, en supposant que le travail effectué par les corpuscules passant à travers la surface est d'origine électrique; elle a été trouvée égale à $1,365 \times 10^{-2}$ unités électrostatiques, c'est-à-dire 4,1 volts.

---

(1) Patterson, *Phil. Mag.*, Vol. III, p. 643.

(2) Thomson, *Rapports présentés au Congrès de Physique international*, Vol. III, 1900, p. 158.

I. — [illegible]

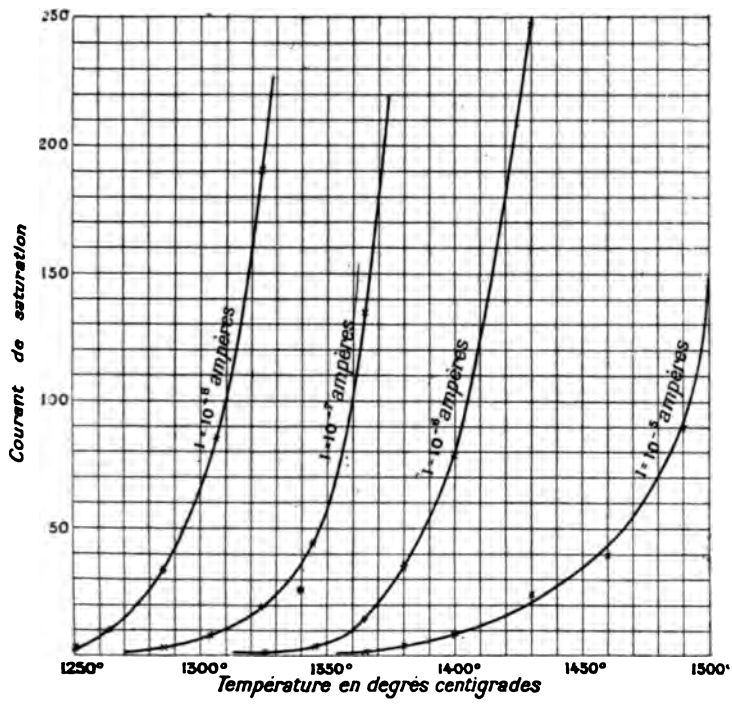
[illegible] — [illegible] filament de carbone était celui d'une lampe [illegible] indiquent les appareils dont

l'auteur s'est servi : ce qui caractérise le second de ces appareils c'est qu'une pince thermo-électrique, platine-platine iridié, fixée en $T_1 T_2$, en contact avec le filament F, permettait une mesure commode de la température.

2. *Relation entre la force électromotrice et le courant.* — Si le filament est chargé positivement le galvanomètre n'indique aucun courant. La relation entre le courant et la force électromotrice dépend en grande partie de la pression du gaz dans l'appareil et de la température du filament. A très basse pression, par exemple, au-dessous de $0^{mm},2$, le courant augmente très rapidement avec la force électromotrice, jusqu'à ce qu'il atteigne une certaine valeur à partir de laquelle il est indépendant de la force électromotrice ; la saturation a lieu vers 280 volts. Le courant de saturation augmente néanmoins un peu avec la force électromotrice, augmentation due, évidemment, à l'ionisation par collision. On constate, si l'on diminue ensuite la force électromotrice, que la courbe ainsi obtenue ne coïncide pas avec la première, ce qui est dû aux modifications qui ont lieu dans l'appareil.

3. *Relation entre le courant de saturation et la résistance du filament.* — On déterminait le rapport entre la résistance du fil et la résistance qu'il aurait eue à la température de 11° au moment considéré, et de ce rapport on pouvait déduire la température en utilisant les nombres donnés par M. Le Chatelier pour la variation de résistance d'un filament de charbon. Ceci n'était nécessaire que pour l'appareil de la figure 5, celui de la figure 6 donnant directement la température. De même que dans le cas du platine, le nombre d'ions

Fig. 7.

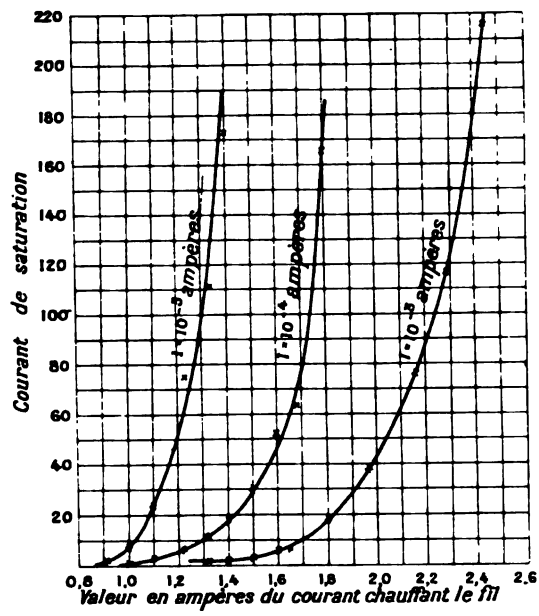


négatifs produit par la surface augmente très rapidement à mesure que la température s'élève. La figure 7 représente les courbes ainsi obtenues.

4. *Relation entre la déperdition négative et le courant employé pour chauffer le filament.* — Les premiers essais effectués à l'aide du premier appareil ont montré que le courant maximum transporté par l'émission négative du filament atteignait la valeur énorme de 1,5 ampère *par centimètre carré de surface de carbone.* Les courbes (*fig.* 8) ont été construites avec les nombres trouvés. En se servant du second appareil, il était possible de maintenir la pression constante pendant la durée de l'expérience, à une pression de moins de $\frac{1}{600}$ de millimètre; on a pu ainsi obtenir un courant de 0,4 ampère, ce qui correspond à un **courant de 2 ampères par centimètre carré de surface du filament.**

5. *Relation entre le courant de saturation et la température.* — Le Tableau résume les expériences, les nombres de la colonne Pt indiquent les

Fig. 8.



températures données par la pince thermo-électrique; ceux de la colonne *t* ces valeurs réduites à celles du thermomètre à air; le fil était maintenu à — 44 volts.

Division de l'échelle de la pince thermo-électrique.	Pt.	*t*.	Courant $i = 10^{-8}$ ampère.	Pression en millimètres.
108,5	1122	1110	3,7	0,001
110,8	1145	1129	8,2	»
112,8	1165	1145	25	»
114,8	1186	1162	39	0,001
117	1209	1180	78	»
129	1229	1197	167	0,0015
120,6	1245	1209	295	»
121,5	1254	1216	662	»
119,2	1231	1199	266	0,0015
117,3	1212	1183	110	»
116,3	1202	1173	79	»
113	1168	1148	37	»
110,7	1144	1128	16,5	»
109	1127	1115	7,5	»
107	1107	1097	3,7	»
104,1	1077	1075	1,5	0,016

Une autre série a donné le Tableau suivant, le fil était maintenu à — 87 volts.

Division de l'échelle de la pince thermo-électrique.	Pt.	t	Courant de saturation $i = 10^{-8}$ ampère.	Pression en millimètres.
114,6	1184	1160	9	0,003
117	1209	1180	60	0,005
123	1270	1227	346	0,007
131,3	1354	1290	2700	0,007
138,5	1428	1359	22000	0,007

En écrivant la formule (7) comme nous l'avons fait dans le cas du platine, on trouve que les observations sont représentées d'une façon très satisfaisante par une formule du type $A\theta^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{\theta}}$; suivant que l'on emploie les nombres du paragraphe 5 ou ceux du paragraphe 3, on trouve

$$b = 7{,}8 \times 10^{-4} \text{ dans le premier cas,}$$
$$b = 11{,}9 \times 10^{-4} \text{ dans le second cas,}$$
$$9{,}7 \times 10^{-4}.$$

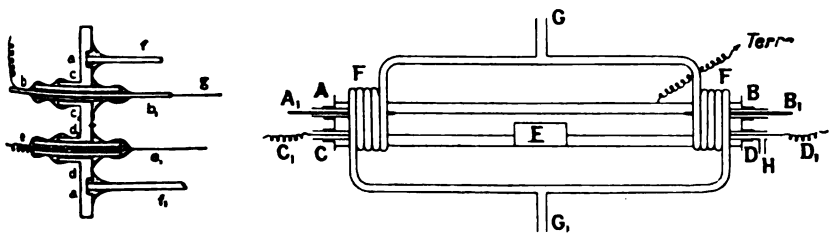
En prenant comme meilleure valeur de b $7{,}8 \times 10^{-4}$ et $C = 2180$ à 1515° absolus, on trouve que A est de l'ordre de 10^{34} et n de celui de 10^{29}.

III. — Expériences avec le sodium.

1. *Nature du problème.* — Le sodium a été choisi à cause de son caractère électro-positif fortement marqué, et devant se manifester par une faculté moindre de retenir les corpuscules négatifs. On pouvait prévoir à 500° un courant de l'ordre de quelque 10^{-6} ampère par centimètre carré de surface.

2. *Description de l'appareil.* — Le tube en acier sans soudure ABCD (*fig.* 9) recouvert de silicate de soude est traversé par un fil de platine A_1B_1

Fig. 9.



pouvant être chargé à potentiel connu et qui sert d'électrode, ABCD est relié au sol. La température est donnée par un couple thermo-électrique C_1D_1 cuivre-nickel, relié à un cylindre semi-circulaire de laiton E. La partie de

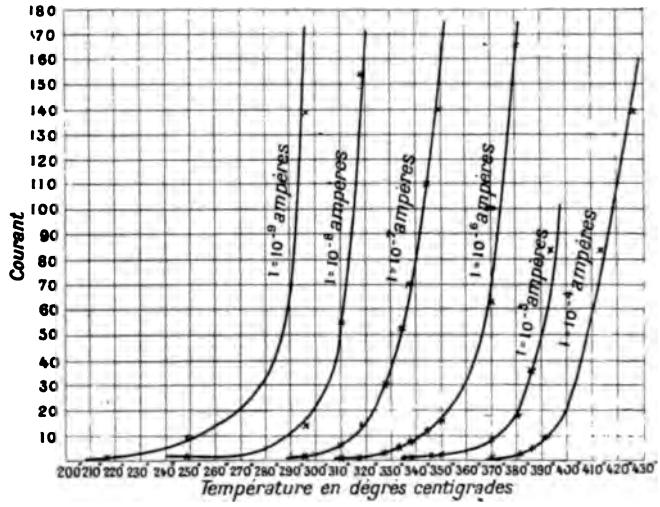
159242A

gauche de la figure donne les détails de mode de fixage des fils à la cire; la partie ombrée représente la cire; afin d'éviter la fusion de cette substance un courant d'eau froide passe dans les tubes G, F, G_1, F_1.

Le sodium était placé sur et autour de E; après avoir été chauffé dans le vide pendant un certain temps, le sodium se répandait dans la partie médiane du tube ABCD. Comme mode de mesure un électromètre et un galvanomètre étaient employés; dans le premier cas une paire de quadrants était reliée à ABCD, l'autre à A_1B_1 par l'intermédiaire d'un condensateur étalon; dans le second un pôle de la batterie de charge était relié au sol et l'autre pôle à A_1B_1 par l'intermédiaire du galvanomètre.

3. *Relation entre le courant et la force électromotrice.* — 4. *Relation entre le courant pour un voltage donné et la température.*— Aucune saturation n'a pu être obtenue, mais la valeur du courant sous une force électromotrice donnée a été mesurée à différentes températures. Les expériences ont eu lieu de 217° C. à 427° C.; le courant dans cet intervalle a varié de 10^{-9} à 10^{-2} ampère. Les courbes (*fig.* 10) représentent les résultats trouvés.

Fig. 10.



La formule

$$\frac{C}{\varepsilon S} = n\sqrt{\frac{R}{2m\pi}}\,\theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Phi}{R\theta}}$$

peut s'écrire

$$y = \log C - \tfrac{1}{2}\log\theta = a + bx$$

avec $x = \theta^{-1}$, θ étant la température absolue. En portant en ordonnées les valeurs de $\log C - \frac{1}{2}\log\theta$ et en abscisses $\theta^{-1} \times 10^4$, tous les points sauf les deux premiers sont sur une ligne droite; pour calculer $b = \frac{\Phi}{R}$, nous pouvons nous

servir de la partie rectiligne seule, ou prendre la moyenne dans toute l'étendue des expériences, les deux valeurs diffèrent de 24 pour 100 environ; et, en prenant la moyenne on trouve $b = 3,16 \times 10^4$ et 2,53 volts pour la discontinuité de potentiel à la surface; quant à n le nombre de corpuscules libres par centimètre cube, n déduit des résultats $= 10^{26}$.

C. — Conclusion.

1. *Détermination du nombre d'ions par centimètre cube de métal.* — Le nombre d'ions négatifs produit par un centimètre carré de surface de platine, de carbone ou de sodium peut se représenter par la formule

$$N = A\theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}},$$

où

$$A = n\sqrt{\frac{R}{2m\pi}}.$$

On en peut déduire n. A et b étant des constantes pour chaque métal; la valeur de A dépend de b, puisqu'on l'a déduit de celle de cette dernière. Mais, si le nombre trouvé pour le platine correspond bien à celui donné par M. Patterson, il n'en est pas de même dans le cas du carbone et du sodium, cela tient évidemment à ce que A et b sont fonctions de la température.

2. *Travail effectué par un corpuscule en passant à travers la couche superficielle du métal.* — 3. *Effet du gaz sur le courant.* — 4. *Effet Edison.* — Le travail effectué par un corpuscule à travers la surface est en première approximation inversement proportionnel à la racine cubique du volume de l'atome de l'élément. Quant à l'hypothèse que l'ionisation serait produite par le fait des molécules gazeuses venant frapper le métal chauffé et devenant ionisées par suite, elle est à rejeter. Tous les résultats expérimentaux semblent montrer que les corpuscules sont produits par le métal, par un processus analogue à l'évaporation, ils nous permettent de plus d'avoir une explication du phénomène connu sous le nom d'*effet Edison*.

5. *Énergie émise.* — A toutes les températures où les expériences ont été effectuées, la perte d'énergie due à l'échappement des corpuscules est beaucoup moindre que celle qui serait due à l'émission de radiation électro-magnétique ordinaire, d'autre part elle augmente beaucoup plus rapidement avec la température. Dans toutes les expériences on était loin du point où une fraction appréciable du nombre total d'ions frappant la surface pouvait la traverser.

CONTRIBUTION

LA THÉORIE DES ÉLECTRONS ET DES IONS,

PAR EDUARD RIECKE.

Traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Les pages qui suivent contiennent des extraits des travaux suivants :

1° E. Riecke. — Mouvement d'une particule électrique dans un champ de force électrostatique et électromagnétique (*Ann. d. Phys.*, t. IV, 1901, p. [illegible]).

2° E. Riecke. — Sur le mouvement d'une particule électrique dans un champ électromagnétique constant (*Ann. d. Phys.*, t. VII, 1902, p. 401).

3° E. Riecke. — Sur le mouvement d'une particule électrique dans un champ électromagnétique (*Physik. Zeitschrift*, 1901-1902, p. 182).

4° E. Riecke. — Contribution à la connaissance de l'électricité atmosphérique (*Gœtt. Nachr. Math. Phys. Cl.*, 1903, p. 1; *Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903, p. 814).

5° E. Riecke. — Sur un courant dans un espace d'air limité par deux sphères concentriques (*Gœtt. Nachr. Math. Phys. Cl.*, 1903, p. 149; *Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903, p. 814).

6° E. Riecke. — Sur un mode d'approximation des courants saturés entre des plaques planes parallèles (*Gœtt. Nachr. Math. Phys. Cl.*, 1903, p. 334; *Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903, p. 820).

7° E. Riecke. — Courant électrique dans un espace d'air ionisé qui est limité par deux surfaces cylindriques concentriques (*Boltzmann Zeitschrift*, 1904, p. 148).

I. — Théorie des électrons.

Deux théories des ions s'offrent à nous comme point de départ : une théorie élevée et une théorie élémentaire.

La première suppose pour les électrons une vitesse qui s'approche de celle de la lumière. Les potentiels que l'électron exerce en un point de l'espace ne dépendent donc pas, à un moment déterminé,

de sa position actuelle, mais d'une position antérieure. Un élément d'espace rempli de masses électriques qui se déplacent avec une vitesse voisine de celle de la lumière, agit sur un point de l'espace environnant non seulement d'une autre place mais avec une force et une grandeur différentes. Les propositions développées dans ce qui suit n'ont rien à faire avec cette théorie élevée; elles supposent qu'il ne s'exerce sur l'électron en mouvement dans un champ électrique aucune autre force électrique que lorsqu'il est au repos, et que l'action électromagnétique que supporte un électron en mouvement dans un champ magnétique est déterminée par la loi de Biot et Savart.

Le mouvement d'une particule électrique dans un champ électromagnétique a été considéré, dans des cas spéciaux, par beaucoup de physiciens, par exemple par J.-J. Thomson, par Kaufmann, par Pellat, etc. Dans ce qui suit, nous chercherons à déterminer ce mouvement d'une façon un peu plus générale. Ce que nous dirons s'appliquera d'ailleurs à des particules électriques quelconques reliées à des masses qui les portent.

1° *Équations du mouvement.*

Soient

$$V = -Ax - By - \Gamma z$$

le potentiel électrostatique et

$$\mathfrak{P} = -\mathfrak{A}x - \mathfrak{B}y - \mathfrak{C}z$$

le potentiel magnétique; soient encore ε la charge, μ la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière. Les équations du mouvement sont

$$\mu \frac{d^2x}{dt^2} = -\varepsilon \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial y}\frac{dz}{dt} - \frac{\partial \mathfrak{P}}{\partial z}\frac{dy}{dt}\right),$$

.....

Désignons par λ la vitesse linéaire de l'électron, l'intégrale de la force vive est

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 + \frac{2\varepsilon}{\mu}(V_0 - V). \tag{1}$$

Toutes les fois qu'une particule traversera cette surface équipotentielle, sa vitesse sera la même.

Introduisons, au lieu des potentiels V et $\mathfrak{P}$, les composantes des

forces électriques et magnétiques. Les équations deviennent

$$\mu \frac{d^2 x}{dt^2} = \varepsilon A - \frac{\varepsilon}{c}\left(\mathfrak{B}\frac{dz}{dt} - \mathfrak{C}\frac{dy}{dt}\right),$$

.....

Traçons maintenant par l'origine des coordonnées une parallèle à la force magnétique H. Menons par l'électron un plan normal à H; soit h le point où il rencontre cette ligne; désignons aussi par h sa distance de l'origine des coordonnées. On a pour h l'équation

$$(2) \qquad \frac{d^2 h}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} E \cos(H, E),$$

E désignant ici la force électrostatique totale.

Le point h se déplace avec une accélération constante sur l'axe parallèle à la ligne de force magnétique.

Menons encore par l'origine des coordonnées la direction E de la ligne de force électrostatique, et, par la position actuelle de la particule ε considérée, un plan perpendiculaire à cette direction E. Elle coupe celle-ci en un point e, dont la distance à l'origine sera égale à e. On a l'égalité

$$(3) \qquad \mu E \frac{d^2 e}{dt^2} = \varepsilon E^2 + \frac{\varepsilon}{c}\frac{d}{dt}\begin{vmatrix} x & y & z \\ \mathfrak{A} & \mathfrak{B} & \mathfrak{C} \\ A & B & \Gamma \end{vmatrix}.$$

Menons enfin par l'origine la droite N perpendiculaire à la fois à H et à E et de sens tel qu'on ait la même disposition pour le système d'axes H, E, N que pour le système x, y, z des axes primitifs. Par la position de la particule menons un plan normal à la ligne N et la rencontrant en un point n distant de l'origine de la longueur n. On a

$$(4) \qquad \mu \sin(H, E)\frac{d^2 n}{dt^2} = -\frac{\varepsilon}{c} H \frac{de}{dt} + \frac{\varepsilon}{c} H \cos(H, E)\frac{dn}{dt}.$$

L'équation (2) donne

$$(5) \qquad \frac{dh}{dt} = \frac{\varepsilon}{\mu} E \cos(H, E) t + c_h^0.$$

On a donc, d'après les équations (3), (4), (5), les équations différentielles suivantes pour n et e :

$$(6) \qquad \frac{d^3 n}{dt^3} + \frac{\varepsilon^2}{c^2 \mu^2} H^2 \frac{dn}{dt} = -\frac{\varepsilon^2}{c\mu^2} HE \sin(H, E),$$

$$(7) \qquad \frac{d^3 e}{dt^3} + \frac{\varepsilon^2}{c^2 \mu^2} H^2 \frac{de}{dt} = \frac{\varepsilon^2}{c^2 \mu^2} H^2 \cos(H, E)\left[\frac{\varepsilon}{\mu} E \cos(H, E) t + c_h^0\right].$$

En désignant par α l'angle de H et E, l'intégration des équations donne

$$(8)\qquad h = \frac{\varepsilon E \cos\alpha}{2\mu} t^2 + c_0^h t,$$

$$(9)\qquad e = \frac{\varepsilon E \cos^2\alpha}{2\mu} t^2 + c_0^h \cos\alpha\, t + a_2 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right) + b_2 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right),$$

$$(10)\qquad n = -\frac{c E \sin\alpha}{H} t + a_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right) + b_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right),$$

où

$$a_2 = b_1 \sin\alpha, \qquad b_2 = -a_1 \sin\alpha.$$

En introduisant au lieu des constantes a_1 et b_1 les vitesses initiales c_0^e et c_0^n de la particule suivant les directions E et N, il vient

$$(11)\qquad \begin{cases} a_1 = \dfrac{c\mu}{\varepsilon H}\left(c_0^n + \dfrac{c E \sin\alpha}{H}\right), & b_1 = \dfrac{c\mu}{\varepsilon H \sin\alpha}(c_0^e - c_0^h \cos\alpha), \\ a_2 = \dfrac{c\mu}{\varepsilon H}(c_0^e - c_0^h \cos\alpha), & b_2 = -\dfrac{c\mu \sin\alpha}{\varepsilon H}\left(c_0^n + \dfrac{c E \sin\alpha}{H}\right). \end{cases}$$

En dehors des coordonnées h, e et n, on peut enfin introduire encore une nouvelle coordonnée p comptée suivant un axe formant un système rectangulaire avec H et N et disposé comme le système x, y, z. On a donc

$$(12)\qquad p = \frac{e - h\cos\alpha}{\sin\alpha}.$$

En désignant par c_0^p la vitesse initiale dans la direction p, il vient

$$(13)\qquad c_0^p = \frac{c_0^e - c_0^h \cos\alpha}{\sin\alpha}.$$

Si l'on applique d'abord ces formules *au cas d'une intensité de champ magnétique qui s'annule*, on a

$$h = c_0^h t, \qquad n = c_0^n t, \qquad e = \frac{\varepsilon E}{2\mu} t^2 + c_0^e t + \text{const.}$$

La trajectoire de la particule est une parabole dont l'axe est parallèle à la force électrique.

Si c'est l'intensité du champ électrique qui devient nulle,

$$h = c_0^h t,$$

$$\frac{\varepsilon H}{c\mu} n = c_0^n \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right) + c_0^p \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right),$$

$$\frac{\varepsilon H}{c\mu} p = c_0^p \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right) - c_0^n \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu} t\right).$$

La projection de la particule sur le plan PN normal à la direction de la force magnétique décrit donc un cercle de diamètre

$$\frac{\varepsilon H}{c\mu}\sqrt{(c_0^p)^2+(c_0^n)^2}.$$

La durée de rotation est égale à $2\pi\frac{c\mu}{\varepsilon H}$.

Dans l'espace la particule décrit une hélice dont le pas est donné par

$$2\pi\frac{c\mu}{\varepsilon H}c_0^h \text{ (1)}.$$

Nous simplifierons le cas général de la superposition d'un champ électrique et d'un champ magnétique en supposant que leurs lignes de force respectives se coupent rectangulairement. On a donc $p = e$ et

$$h = c_0^h t,$$
$$e = b_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right) - a_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right),$$
$$n = -\frac{c}{H}Et + a_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right) + b_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right).$$

Posons

$$n_1 = -\frac{c}{H}Et, \qquad n_2 = a_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right) + b_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right).$$

Le mouvement dans le plan EN normal aux lignes de force magnétiques se réduit donc à un déplacement dans la direction de l'axe des N, c'est-à-dire normalement à la direction de la force électrique, avec la vitesse

$$-\frac{c}{H}E,$$

et en une oscillation dont les composantes sont données par

$$e = b_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right) - a_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right),$$
$$n_2 = a_1 \sin\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right) + b_1 \cos\left(\frac{\varepsilon H}{c\mu}t\right).$$

La combinaison de ces deux équations donne une rotation sur un

---

(1) E. Riecke, *Wied. Ann.*, t. XIII, 1881, p. 191. — Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884, p. 317.

cercle de rayon

$$\frac{c\mu}{\varepsilon H}\sqrt{\left(c^n + \frac{cE}{H}\right)^2 + c_0^{e^2}}.$$

La vitesse linéaire de la particule sur ce cercle est

$$\sqrt{\left(\frac{c}{H}E + c_0^n\right)^2 + c_0^{e^2}}.$$

Il en résulte que, suivant que cette vitesse est inférieure ou supérieure à la vitesse linéaire du centre, la particule se déplace dans le plan EN *sur une cycloïde diminuée ou augmentée.*

Si les vitesses initiales c_0^n et c_0^e sont nulles, nous obtenons comme trajectoire dans le plan EN *une cycloïde ordinaire.*

La pente d'un arc de cycloïde a pour longueur

$$2\pi\frac{c^2\mu}{\varepsilon}\frac{E}{H^2} = 0,101 \times \frac{E}{H^2}.$$

Dans le cas général où l'angle α a une valeur quelconque comprise entre o et $\frac{\pi}{2}$, on a, dans le plan EN, au lieu du cercle obtenu pour $\alpha = \frac{\pi}{2}$, une ellipse dont le grand axe a la direction N et la courbe que décrit le centre de l'ellipse est une parabole dont l'axe a la direction E.

Si, enfin, les directions des lignes de force magnétique et électrique sont les mêmes, la particule se déplace dans leur direction avec la vitesse uniformément accélérée $C_0^e + \frac{\varepsilon}{\mu}Ht$. Sa projection sur un plan normal à la direction des forces décrit un cercle de rayon $\frac{c\mu}{\varepsilon H}c_0^n$. Dans l'espace elle se déplace sur une hélice dont le pas augmente régulièrement.

Dans ce qui précède, les champs électrique et magnétique sont supposés homogènes. La considération de champs non homogènes offrirait des difficultés beaucoup plus grandes. Pour me rapprocher des phénomènes connus observés dans les tubes de Geissler à cathode formée par un fil, j'ai encore envisagé le cas suivant. Je suppose que la cathode est formée par un cylindre infiniment long de rayon a; que les lignes de force magnétique sont parallèles à l'axe du cylindre, le champ étant homogène. Soit u_a le potentiel électrostatique sur la surface de la cathode, u en un autre point quelconque.

[illegible] les équations de-[illegible]

$$\frac{r}{[illegible]} = \sqrt{[illegible]}$$

$$[illegible]$$

$$[illegible]$$

[illegible]

$$\frac{[illegible]}{[illegible]} = [illegible]$$

[illegible] se déplace sur un cercle [illegible] La trajectoire est [illegible] auquel elle est [illegible].

II. — [illegible] d'air.

[illegible] — Lorsque l'espace qui sépare les [illegible] il en résulte qu'il s'établit un courant. [illegible] de certaines grandeurs le courant est indépendant de celles-ci; on a alors le phénomène d'un courant saturé, pour lequel tous les ions qui prennent naissance à un certain moment sont, au même instant, poussés sur les plaques du condensateur.

En me rappelant certaines expériences de M. Harms (¹) il m'a paru intéressant d'étendre la théorie au cas où les courants s'approchent de la saturation. On peut écrire tout de suite les équations fondamentales de la théorie.

Soit $\bar{N}$ la densité des ions positifs, $\bar{N}$ celle des ions négatifs. Soit q le nombre des ions qui prennent naissance en une seconde par centimètre cube. Soit $\alpha\bar{N}\bar{N}$ le nombre de ceux qui disparaissent dans le même temps en se recombinant. Soient E_x, E_y, E_z, les composantes de la force électrostatique, U et V les quantités de mouvement absolues des ions, $\vec{k}$ et $\bar{k}$ leurs coefficients de diffusion, v la vitesse de la lumière, ε le quantum élémentaire dans la masse électrostatique.

(¹) *Physik. Zeitschr.*, 4ᵉ année, p. 11.

Soient enfin i_x, i_y, i_z les composantes du courant galvanique mesurées en unités électrostatiques.

On a alors les équations :

$$
(\mathrm{I})\quad \left\{
\begin{aligned}
&\frac{\partial \overset{+}{N}}{\partial t} = -\nu \mathrm{U}\,\mathrm{div}(\overset{+}{N}\mathrm{E}) + \overset{+}{k}\,\Delta \overset{+}{N} + q - \alpha \overset{+}{N}\overset{-}{N},\\
&\frac{\partial \overset{-}{N}}{\partial t} = \nu \mathrm{V}\,\mathrm{div}(\overset{-}{N}\mathrm{E}) + \overset{-}{k}\,\Delta \overset{-}{N} + q - \alpha \overset{+}{N}\overset{-}{N},\\
&\mathrm{div}\,\mathrm{E} = 4\pi\varepsilon(\overset{+}{N} - \overset{-}{N}),\\
&\nu\varepsilon(\mathrm{U}\overset{+}{N} + \mathrm{V}\overset{-}{N})\mathrm{E}_x - \varepsilon\frac{\partial}{\partial x}(\overset{+}{k}\overset{+}{N} - \overset{-}{k}\overset{-}{N}) = i_x,\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}
\right.
$$

Pour un état stationnaire les termes $\frac{\partial \overset{+}{N}}{\partial t}$ et $\frac{\partial \overset{-}{N}}{\partial t}$ s'annulent. Dans le cas d'un courant de saturation il faut négliger les termes dépendants de la diffusion et des recombinaisons. Il reste alors les équations très simplifiées :

$$
(\mathrm{II})\quad \left\{
\begin{aligned}
&\nu \mathrm{U}\,\mathrm{div}(\overset{+}{N}\mathrm{E}) = q = -\nu \mathrm{V}\,\mathrm{div}(\overset{-}{N}\mathrm{E}),\\
&\mathrm{div}\,\mathrm{E} = 4\pi\varepsilon(\overset{+}{N} - \overset{-}{N}),\\
&\nu\varepsilon(\mathrm{U}\overset{+}{N} + \mathrm{V}\overset{-}{N})\mathrm{E}_x = i_x,\\
&\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots
\end{aligned}
\right.
$$

Leur résolution permet de comprendre toutes les propriétés des courants de saturation. Mais elle permet aussi d'avancer un peu la théorie des courants qui ne sont pas tout à fait saturés.

Introduisons les valeurs $\overset{+}{N}$ et $\overset{-}{N}$ valables pour les courants saturés, dans les expressions multipliées par α et k des équations (I). Nous obtenons un nouveau système d'équations pour déterminer $\overset{+}{N}$, $\overset{-}{N}$, E; leur résolution nous conduira à un premier état très voisin de la saturation. Nous pourrons, de nouveau, tirer de ces équations $\overset{+}{N}_1$, $\overset{-}{N}_1$ et E_1, et les substituer dans les équations (I), ce qui nous donnera un second état un peu plus éloigné, etc.

J'ai appliqué cette méthode à des condensateurs sphérique, plan et cylindrique.

Pour un condensateur sphérique, les grandeurs considérées ne dépendent que de la distance r du point où on se trouve au centre de la

sphère. Pour un courant de saturation, on a

$$(1)\qquad \overset{+}{N} = \frac{q}{3\nu V}\frac{r}{E}\left(1-\frac{r_i^3}{r^3}\right), \qquad \overset{-}{N} = \frac{q}{3\nu V}\frac{r}{E}\left(\frac{r_e^3}{r^3}-1\right),$$

où r_e et r_i sont les rayons des sphères extérieure et intérieure.

En portant, comme on l'a vu, ces valeurs dans les équations (I), on obtient, pour le premier état approché de la saturation, le système d'équations :

$$E_1^2 = \frac{4\pi\varepsilon}{9} q \frac{U+V}{\nu UV} r^2 + \frac{\Phi_1}{r} + \frac{\Phi_4}{r^4}$$

où

$$\Phi_1 = -\frac{8}{3}\pi\varepsilon\alpha\frac{U+V}{\nu UV}\int r^2 \overset{+}{N}\overset{-}{N}\,dr + \frac{8\pi\varepsilon}{3\nu}\frac{\overset{+}{k}+\overset{-}{k}}{U+V}\int r^2\Delta\left(\overset{+}{N}+\overset{-}{N}\right)dr,$$

$$\Phi_4 = \frac{8}{3}\pi\varepsilon\alpha\frac{U+V}{\nu UV}\int r^5 \overset{+}{N}\overset{-}{N}\,dr - \frac{8\pi\varepsilon}{3\nu}\frac{\overset{+}{k}+\overset{-}{k}}{U+V}\int r^5\Delta\left(\overset{+}{N}+\overset{-}{N}\right)dr,$$

$$\overset{+}{N}_1 E_1 = \frac{i}{\varepsilon\nu(U+V)} + \frac{q}{3\nu U} r + \frac{1}{\nu(U+V)}\frac{d}{dr}\left(\overset{+}{k}\overset{+}{N} - \overset{-}{k}\overset{-}{N}\right) + \frac{3}{8\pi\varepsilon}\frac{V}{U+V}\frac{\Phi_1}{r^2},$$

$$\overset{-}{N}_1 E_1 = \frac{i}{\varepsilon\nu(U+V)} - \frac{q}{3\nu U} r + \frac{1}{\nu(U+V)}\frac{d}{dr}\left(\overset{+}{k}\overset{+}{N} - \overset{-}{k}\overset{-}{N}\right) - \frac{3}{8\pi\varepsilon}\frac{U}{U+V}\frac{\Phi_1}{r^2}.$$

Les constantes d'intégration entrant dans Φ_1 et Φ_4 seront déterminées par les conditions limites; pour la sphère intérieure chargée positivement, on doit avoir

$$E_i = \frac{e}{r_i^2},$$

si e désigne la charge de cette sphère. On aura la seconde condition limite en remarquant que sur la sphère intérieure c'est par les ions négatifs que l'électricité varie. Il en résulte :

$$\varepsilon\nu V\left(\overset{-}{N}_1 E_1\right) = i_i - \varepsilon\overset{-}{k}\left(\frac{d\overset{-}{N}}{dr}\right)_i,$$

i_i étant la densité du courant contre l'électrode intérieure.

La résolution des équations donne

$$(2)\qquad \begin{cases} \overset{+}{N}_1 E_1 = \dfrac{q}{3\nu U} r\left(1-\dfrac{r_i^3}{r^3}\right) - \dfrac{\alpha}{\nu U}\dfrac{1}{r^2}\displaystyle\int_{r_i}^{r} r^2 \overset{+}{N}\overset{-}{N}\,dr + \dfrac{\overset{+}{k}}{\nu U}\dfrac{d\overset{+}{N}}{dr}, \\[2ex] \overset{-}{N}_1 E_1 = \dfrac{q}{3\nu V} r\left(\dfrac{r_e^3}{r^3}-1\right) - \dfrac{\alpha}{\nu V}\dfrac{1}{r^2}\displaystyle\int_{r_i}^{r} r^2 \overset{+}{N}\overset{-}{N}\,dr - \dfrac{\overset{-}{k}}{\nu U}\dfrac{d\overset{-}{N}}{dr}. \end{cases}$$

On prendra ici pour $\overset{+}{N}$ et $\overset{-}{N}$ les valeurs données par les équations (1).

Pour le courant total C d'électricité qui traverse la surface des sphères intérieure ou extérieure, on aura

$$C = \varepsilon q \Omega - \varepsilon \alpha \int_{r_i}^{r_e} \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dv, \tag{3}$$

Ω désigne ici le volume total de l'espace compris entre les sphères intérieure et extérieure, dv un élément de cet espace. *L'observation des courants presque saturés fournit donc un moyen de déterminer la constante α de recombinaison des ions.*

Condensateurs plans. — Malheureusement, dans les expériences de Harms, l'intensité des courants n'a pas été déterminée avec assez d'exactitude pour qu'on puisse en déduire α. Dans ce but, la forme des condensateurs plans semble convenir beaucoup mieux, et c'est ce qui m'a conduit à étudier les formules se rapportant à ce dernier cas.

Désignons par l l'écart des deux plateaux, par x la distance d'un point quelconque au plateau positif. On aura, pour le cas d'un courant qui n'est pas tout à fait saturé, les premières équations approchées

$$\left\{\begin{aligned} \overset{+}{N}_1 E_1 &= \overset{+}{N}E + \frac{\alpha}{v U}\left(\frac{x}{l}\int_0^l \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dx - \int_0^x \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dx\right) + \frac{\overset{+}{k}}{v U}\frac{d\overset{+}{N}}{dx}, \\ \overset{-}{N}_1 E_1 &= \overset{-}{N}E + \frac{\alpha}{v V}\left(\frac{l-x}{l}\int_0^l \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dx - \int_0^x \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dx\right) - \frac{\overset{-}{k}}{v V}\frac{d\overset{-}{N}}{dx}. \end{aligned}\right. \tag{4}$$

Dans ce premier état approché de la saturation, le nombre des ions qui prennent naissance à la seconde par centimètre cube sera

$$q_1 = \frac{i}{\varepsilon l} + \frac{\alpha}{l}\int_0^l \overset{+}{N}\overset{-}{N}\, dx. \tag{5}$$

Ici i représente la densité du courant observé.

Si l'on veut utiliser la mesure de ces courants qui ne sont pas entièrement saturés à la détermination de α, il est nécessaire d'étendre la théorie à un second état approché pour diminuer l'erreur que l'on commet en se limitant à la première substitution. En continuant le

raisonnement, on trouve pour α l'équation suivante :

$$(6) \qquad \frac{\alpha}{\varepsilon} = 1,18 \times 10^6 \frac{c-i}{li^2} E^2 \left(1 - 0,2 \frac{c-i}{i}\right),$$

dans laquelle c et i désignent respectivement les densités du courant saturé et du courant observé.

Des mesures récentes ont été faites dans mon laboratoire pour déterminer la constante $\frac{\alpha}{\varepsilon}$. Elles donnent en moyenne la valeur

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} = 4200.$$

On peut établir d'une façon tout à fait analogue les formules relatives à un condensateur cylindrique. Soient a et b les rayons respectifs du cylindre extérieur et du cylindre intérieur supposé positif. Soient e la charge du cylindre intérieur sur une longueur 1, c_b la densité du courant de saturation à la surface du cylindre intérieur, i_b celle du courant non saturé observé. On a, pour le second état approché de la saturation,

$$(7) \qquad \alpha = 48 \nu^2 \varepsilon \frac{UV}{(a^2 - b^2) b} \frac{n^2}{i_b} \frac{c_b - i_b}{i_b} \left(1 - 0,2 \frac{c_b - i_b}{i_b}\right).$$

2. — Sur la dissipation dans l'air animé d'un mouvement uniforme.

Pour pouvoir raisonner sur les expériences entreprises dans le but de déterminer la dissipation de l'électricité dans l'air, il semble intéressant de rechercher quelle influence peut avoir le mouvement de l'air sur la marche de ce phénomène.

Imaginons, pour cela, une petite sphère chargée d'une masse d'électricité négative e, et placée dans un espace illimité où l'air est animé d'une vitesse constante en grandeur et en direction. Si l'on suppose cette sphère assez petite pour qu'on puisse négliger les déformations qu'elle cause aux lignes de courants, il est facile de déterminer les trajectoires des ions positifs. Limitons dans l'air un espace cylindrique dont l'axe, passant par le centre de la sphère, soit parallèle à la direction du courant de l'air. Tous les ions positifs qui se déplacent dans ce cylindre, en allant vers la sphère, viennent à son contact et lui enlèvent une partie de sa charge. Le diamètre de ce cylindre est inversement proportionnel à la racine de la vitesse du courant. Il en résulte que la quantité d'ions venant par seconde au

contact de la sphère reste la même; *la dissipation est indépendante de la vitesse avec laquelle l'air est entraîné.*

Cette proposition a été soumise à un contrôle expérimental par M. H. Schering [1], et trouvée exacte pour une sphère de 5^{cm} de rayon; pour une sphère de 10^{cm} de rayon, il y avait des variations atteignant jusqu'à 8 pour 100, que l'air fût en mouvement ou au repos.

3. — Sur la masse des ions contenus dans l'air.

Lorsque des molécules gazeuses rencontrent un ion positif isolé ou un électron neutre, il se crée des formations complexes qu'on désigne, d'après J. Stark, sous le nom de *molions*. Différentes recherches rendaient vraisemblable la supposition que les ions de l'air étaient ainsi des molions. Ainsi M. Langevin a trouvé que, dans l'air, il y avait environ 7 molécules réunies en un molion. La considération suivante conduit à un résultat un peu différent.

Envisageons d'abord les ions positifs. Il existe entre leur coefficient de diffusion $\overset{+}{k}$, leur chemin moyen l_p et leur vitesse moléculaire u_p, la relation

$$\overset{+}{k} = \frac{2}{9} l_p u_p.$$

Désignons encore par l le chemin moyen des molécules neutres de l'air, par α leur vitesse moléculaire, par s le diamètre moléculaire d'une molécule d'air, par s_p celui des ions; on obtient alors, pour leur vitesse libre, l'équation

$$\frac{l_p}{l} = \frac{4\sqrt{2}}{\left(1+\frac{s_p}{s}\right)^2}\sqrt{\frac{u_p^2}{\alpha^2+u_p^2}}.$$

On a deux équations à trois inconnues l_p, u_p et s_p. Pour arriver à des valeurs déterminées, il faut donc une troisième équation. On l'obtiendra en faisant l'hypothèse que le rapport de la masse au volume est le même dans les ions et dans les molécules neutres de l'air. On trouve donc pour le rapport entre la masse des ions μ_p et des molécules neutres M la valeur

$$\frac{\mu_p}{M} = \frac{\alpha^2}{u_p^2} = 2,9,$$

---

[1] H. Schering, *Der Elster-Geitel'sche Zerstreuungsapparat und ein Versuch quantitativer absoluter Zerstreuungsmessung* (*Göttinger Dissertation*, 1904).

et, de même, pour les ions positifs,

$$\frac{\mu_n}{M} = \frac{\alpha^2}{u_n^2} = 2,0.$$

Si l'on ne fait pas de supposition sur les diamètres moléculaires s_p et s_n, on arrive seulement à assigner aux rapports $\frac{u_p}{M}$ et $\frac{u_n}{M}$ certaines limites par des considérations de probabilité dans lesquelles nous n'entrerons pas ici.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES

PRODUITS PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR A. RIGHI.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, séance du 17 février 1896.

Dans le *Compte rendu* de la séance du 3 février, je trouve une Communication de MM. Benoist et Hurmuzescu, sur la dispersion des charges électriques obtenue par les rayons de Röntgen. Comme j'ai fait, en même temps que ces physiciens, des recherches semblables, que j'ai communiquées à l'Académie des Sciences de Bologne dans sa dernière séance, et que mes résultats ne sont pas tout à fait identiques, je demande la permission d'en donner ici un résumé.

J'ai employé un électromètre de Mascart comme appareil de mesure. Il est en communication avec les corps sur lesquels on fait arriver les rayons X, qui proviennent d'un tube de Crookes, renfermé, avec les appareils fournissant les décharges, dans une grande caisse métallique en communication avec le sol. La partie de la caisse qui est voisine du tube est formée par une épaisse lame de plomb, ayant au milieu une fenêtre ronde, de 10^{cm} de diamètre, recouverte par une lame mince d'aluminium, d'où partent les rayons.

J'ai reconnu qu'un disque métallique communiquant avec l'électromètre perd rapidement sa charge, qu'elle soit positive ou négative. La durée d'action nécessaire pour que le potentiel descende de 7 volts à 3,5 a été sensiblement la même pour un potentiel positif et pour un potentiel négatif.

Avec une charge initiale positive, la décharge n'est pas complète; avec une négative, non seulement le corps se décharge, mais il se forme une charge positive.

Si je fais tomber les rayons de Röntgen sur un de mes couples photoélectriques, qui sont formés par une toile métallique en communication avec le sol, parallèle et très voisine d'un disque métallique en

communication avec l'électromètre, j'obtiens une déviation positive ou négative suivant la nature des métaux du couple, comme avec les rayons ultra-violets.

Enfin, un disque à l'état naturel se charge positivement lorsqu'on l'expose à la nouvelle radiation (ce qui a lieu aussi, comme je l'ai démontré autrefois, en employant les rayons ultra-violets). Avec ce même disque, le potentiel positif final est le même, quelle que soit la valeur initiale, positive, négative ou nulle, du potentiel du disque. Ce potentiel final a été plus élevé pour le cuivre que pour le zinc, et encore plus élevé pour le charbon de cornue ([1]).

Je trouve, en outre, qu'une lame de verre ayant presque 1^{cm} d'épaisseur, placée sur le chemin des rayons X, ne détruit pas leur action, mais seulement l'affaiblit. De même, l'interposition d'une lame épaisse d'aluminium, d'une planche épaisse de sapin, ou même de la main placée de manière à masquer complètement la fenêtre, ne fait qu'affaiblir plus ou moins l'action des rayons.

Je m'attendais à ce que des résultats, semblables à ceux que j'ai décrits, seraient obtenus, en même temps que par moi, par d'autres physiciens, vu que de toutes parts on s'occupe actuellement des nouveaux rayons; je suis heureux de constater l'accord qui existe, au moins sur les points fondamentaux, entre mes résultats et ceux qui m'ont fourni l'occasion de cette Communication.

([1]) L'Auteur a reconnu plus tard, que cette charge positive était due, au moins partiellement, à la différence de potentiel de contact entre le disque et les corps environnants, comme dans l'expérience précédente; mais il a éliminé cette cause d'erreurs par de nouvelles expériences dans le vide. La charge positive ainsi obtenue s'explique aujourd'hui comme conséquence de l'émission de rayons secondaires (constitués d'électrons négatifs) provoquée par les rayons X. (*Note de l'auteur.*)

SUR

LA CONVECTION ÉLECTRIQUE SUIVANT LES LIGNES DE FORCE,

PRODUITE PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR AUGUSTE RIGHI.

Comptes rendus de l'Académie des Sciences, séance du 24 août 1896.

Dans mes publications diverses sur les phénomènes électriques produits par les rayons de Röntgen, j'ai toujours interprété les faits observés comme s'il était démontré que le mécanisme de la propagation de l'électricité est le même que lors de la dispersion par les pointes aiguës, ou de la dispersion à la surface des conducteurs chauffés au rouge, ou de la dispersion produite par les rayons ultra-violets. Je me réservais de montrer, dans un Mémoire comprenant l'ensemble de mes recherches sur ces phénomènes, de quelle manière l'électricité se propage dans les gaz traversés par ces rayons; je crois bon cependant de faire connaître, dès à présent, quelques expériences qui me paraissent démonstratives.

Une boule métallique est placée à quelques centimètres d'une lame d'ébonite qui porte, sur la face extérieure, une armature métallique. Entre la lame et la boule, on place une petite croix d'ébonite. La boule et l'armature sont maintenues chargées d'électricités contraires, au moyen d'une petite machine électrique.

Si, la boule étant négative, on fait tomber sur sa surface des rayons ultra-violets, on obtient sur l'ébonite, après un temps suffisant, l'*ombre électrique* de la croix. Il suffit de prendre la lame d'ébonite et de projeter sur elle le mélange de soufre et minium, pour voir apparaître une croix jaune sur fond rouge.

Au lieu des rayons ultra-violets faisons agir les rayons X. Dans ce but, on emploie un tube de Crookes placé de manière que les rayons X qui en émanent traversent l'air qui se trouve entre la boule et la lame. Il est bon de placer, entre le tube et les autres appareils, une grande

lame mince d'aluminium (ou mieux de renfermer le tube dans une enceinte métallique) communiquant avec le sol. Le résultat de l'expérience est le même que précédemment.

La forme de l'ombre et la place qu'elle occupe indiquent qu'elle est projetée par les lignes de force. La croix arrête mécaniquement celles des particules électrisées qui se meuvent suivant lesdites lignes, qui la rencontrent, de manière qu'elles ne peuvent pas aller déposer leur charge sur l'ébonite.

La poudre jaune qui adhère dans l'ombre y est attirée par la charge d'influence de l'armature.

Pour juger jusqu'à quel point les trajectoires des particules électrisées coïncident avec les lignes de force, j'ai eu recours aux systèmes cylindriques, comme j'avais fait déjà lors de mes recherches sur les autres cas de dispersion.

Au lieu de la boule, on emploie un long cylindre et, au lieu de la croix, une bande rectangulaire d'ébonite. Les lignes de force sont alors des arcs de cercle, et il est aisé de calculer d'avance la place que l'ombre de la bande doit occuper. Après l'expérience, on vérifie que l'ombre occupe sensiblement la place prévue.

Il me semble que ces expériences montrent bien l'existence d'une convection suivant les lignes de force et viennent ainsi confirmer mes vues anciennes sur le mécanisme de la propagation de l'électricité dans les gaz.

Je suis heureux de constater l'accord entre ma manière de voir et celle qu'a formulée récemment M. Villari [1]. Ce physicien conclut, de ses ingénieuses expériences, que la dispersion produite par les rayons X est une convection : mes expériences précisent davantage le mécanisme du phénomène, en indiquant quelles sont les trajectoires parcourues.

---

[1] *Comptes rendus*, 13 juillet 1896.

LA MOBILITÉ DES IONS

ET

LEUR VITESSE DE RECOMBINAISON DANS LES GAZ RÖNTGENISÉS,

PAR E. RUTHERFORD.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLIV, nov. 1897, p. 422-440.

Rappel des expériences (1) montrant que l'air röntgenisé conserve la propriété de décharger les corps électrisés positivement et négativement pendant un temps court après que les rayons ont disparu.

Dans le présent Mémoire on a étudié la durée de cette persistance de la conductibilité pour l'air et les autres gaz et, à l'aide des données ainsi obtenues, on a pu déterminer la mobilité des ions dans différents gaz.

Deux méthodes distinctes ont été employées pour déterminer la durée de la conductibilité, et toutes les deux ont donné des résultats concordants.

1° En faisant circuler de l'air avec une vitesse connue le long d'un tube, et en mesurant la conductibilité à différentes distances du point où agissent les rayons;

2° En soumettant le gaz à une force électromotrice à des intervalles de temps déterminés après la disparition des rayons, et en mesurant la quantité d'électricité qui a traversé le gaz.

Première méthode.

Un cylindre d'aluminium était relié à un long tube de laiton de 1^{m} de longueur et de 3^{cm} de diamètre. Le cylindre d'aluminium était placé au-dessus d'une ouverture ménagée dans la boîte métallique renfermant la bobine et le tube et destinée à constituer un écran élec-

(1) J.-J. THOMSON et Mc. CLELLAND, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, 1896; J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, novembre 1896, Mémoire traduit dans ce Recueil.

trique parfait contre toutes les perturbations électrostatiques extérieures. Une plaque de plomb épaisse, recouvrant le cylindre d'aluminium, protégeait soigneusement contre tout rayonnement dirigé vers les régions extérieures. Le tube d'aluminium était relié en série avec un gazomètre rempli d'air, dont la pression était réglable à l'aide de poids placés au sommet. Avant d'atteindre le tube d'aluminium, l'air traversait un tube plein de coton de verre destiné à le débarrasser de ses poussières. Trois électrodes égales et identiques, isolées, étaient placées à des intervalles connus le long du tube de laiton. Le tube de laiton était relié à la terre, et l'une des électrodes à l'électromètre. Les deux paires de quadrants étaient reliées ensemble, et le tout chargé à un potentiel élevé (pratiquement, environ 100 volts). On isolait alors les deux paires de quadrants l'une de l'autre. Quand on excitait les rayons, aucun effet n'était produit sur l'électromètre, à moins qu'on ne fît circuler dans le tube un courant d'air venant du gazomètre : le mouvement de l'aiguille de l'électromètre montrait alors que l'air passant sur les électrodes était conducteur. On mesurait séparément la vitesse de déperdition pour chacune des électrodes, et comme la capacité du circuit de l'électromètre restait à peu près identique dans les trois cas, les vitesses de déperdition étaient proportionnelles à la conductibilité de l'air au voisinage de chaque électrode.

En notant le volume d'air qui sortait du gazomètre pendant un temps donné, et connaissant le diamètre du tube métallique, on pouvait calculer facilement la vitesse moyenne du courant d'air, et par suite aussi les intervalles de temps employés par le courant d'air pour passer d'une électrode à l'autre. On pouvait faire varier à volonté la vitesse du courant d'air, en changeant les poids placés sur le gazomètre.

Le Tableau suivant montre de quelle façon la conductibilité de l'air variait avec la durée du temps écoulé depuis l'exposition aux rayons. La première colonne donne les temps employés par le courant d'air pour passer d'une électrode à l'autre, et la seconde colonne le rapport des vitesses de déperdition des électrodes.

Temps écoulé en secondes.	Rapport des vitesses de déperdition.
0,13	0,75
0,22	0,61
0,28	0,57
0,65	0,39
2,4	0,11

On voit que la conductibilité décroît rapidement avec le temps et n'est plus que $\frac{1}{9}$ de la valeur primitive au bout de $2^s,4$.

Il se peut que quelques-unes des particules conductrices abandonnent leur charge aux parois en circulant dans le tube, mais cette correction est probablement très petite puisqu'il n'y a pas de force agissant sur le gaz chargé et tendant à le repousser vers les parois, comme c'est le cas quand il y a électrisation libre.

Dans le Mémoire de J.-J. Thomson et E. Rutherford déjà cité, on a montré que dans un gaz röntgenisé, un état permanent est atteint quand le nombre des ions produits en une seconde par les rayons (soit q ce nombre par centimètre cube) est égal au nombre des ions recombinés pendant le même temps.

Si N est le nombre final des ions, on a alors

$$q = \alpha N^2, \tag{1}$$

α étant une constante pour chaque gaz particulier, mais variant d'un gaz à l'autre. Après la suppression des rayons, la vitesse de diminution du nombre n de particules conductrices est donnée par

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2, \tag{2}$$

ce qui donne, pour le nombre n des ions subsistant au bout du temps t,

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t. \tag{3}$$

Le temps T, nécessaire pour que le nombre de particules conductrices tombe à la moitié de sa valeur, est donné par

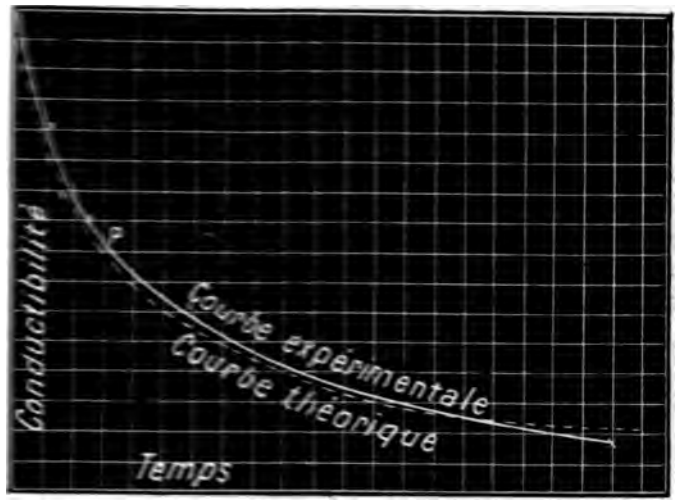
$$\frac{1}{N} = \alpha T. \tag{4}$$

D'ailleurs, les vitesses de déperdition des électrodes sont proportionnelles à n, puisque le gaz est soumis à une force électromotrice suffisante pour le saturer complètement. On peut comparer les vitesses de déperdition observées à différents intervalles avec celles que donne la formule (3).

Les courbes de la figure 1 permettent de faire cette comparaison : la courbe tracée d'un trait continu donne la relation expérimentale, la courbe pointillée la relation théorique entre la conductibilité et le

temps : on a fait coïncider sur les deux courbes le point P, où la conductibilité est ramenée à la moitié de sa valeur primitive.

Fig. 2.



On voit que les deux courbes coïncident bien, les écarts étant de l'ordre des erreurs d'expérience. Ceci montre que la formule (2) représente très exactement la loi de recombinaison des ions. Cet accord excellent a toujours été obtenu, et cela pour un très grand nombre d'expériences dans lesquelles l'intensité de la radiation variait dans de larges proportions.

Deuxième méthode.

La méthode précédente n'était applicable qu'à l'air, à cause de la grande quantité de gaz nécessitée par une série d'observations.

La méthode suivante pouvait servir à déterminer la vitesse de recombinaison des ions pour différents gaz, et pour des valeurs extrêmement différentes de l'intensité de la radiation.

On prenait un bocal en verre dont le fond était couvert d'une lame mince d'ébonite. Une électrode centrale atteignant presque le fond du bocal était isolée à l'aide d'un bouchon de paraffine fermant le goulot. L'extérieur du bocal était couvert de papier d'étain relié métalliquement à l'intérieur. Le bocal était placé sur des blocs isolants au-dessus d'une fenêtre couverte d'aluminium qui avait été ménagée

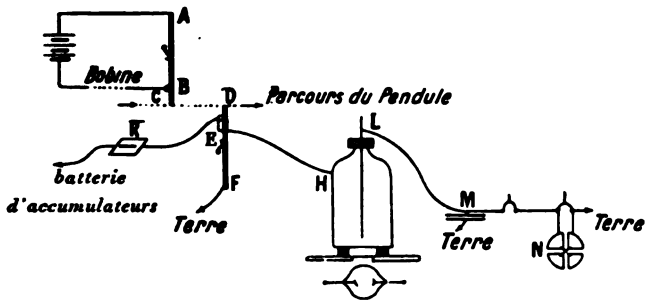
dans la boîte métallique contenant le tube de Crookes, ce dernier juste au-dessous du bocal.

Pour déterminer la conductibilité rémanente, on faisait fonctionner la bobine pendant quelques secondes, puis on l'arrêtait. A intervalles déterminés après la disparition des rayons, on appliquait une grande force électromotrice à l'armature extérieure du bocal, et l'on déterminait la quantité d'électricité cédée à l'électrode centrale.

Un pendule servait d'interrupteur pour couper le circuit de la pile et appliquer la force électromotrice à différents intervalles. Une sphère pesante en fer était suspendue par un fil métallique long de $3^m,15$, et les contacts rompus par une petite tige fixée au-dessous de la sphère.

La figure 2 représente la disposition de l'expérience. Le circuit primaire de la bobine était fermé par le levier de laiton AB, qui pressait contre un support de cuivre C. Le pendule, en frappant le

Fig. 2.



levier AB, le repoussait loin de C et rompait le circuit. Pour appliquer une force électromotrice élevée à un instant déterminé, on avait recours à une méthode de shunt de fonctionnement très pratique. Une batterie de cent petits accumulateurs avait un pôle relié à la terre, et l'autre au support de cuivre E, par l'intermédiaire d'une résistance élevée R en charbon. Un fil métallique reliait E au papier d'étain recouvrant l'extérieur H du bocal conducteur. Le levier DF, maintenu pressé contre E par un ressort, était soigneusement mis en communication avec le sol. Par suite, le levier étant en position, le vase H était presque exactement au potentiel zéro, car la résistance du levier DF et des conducteurs reliés au sol était très faible comparée à la résistance en charbon R. Quand le pendule venait frapper le levier DF, la communication avec le sol était rompue, et le bocal H

immédiatement chargé au potentiel de la batterie. En faisant varier la distance comprise entre les deux leviers, on pouvait faire varier entre certaines limites l'intervalle de temps compris entre la rupture du circuit primaire et l'application de la force électromotrice.

Aussitôt après le passage du pendule, le levier DF revenait en place, ramenant ainsi de nouveau le vase H au potentiel zéro. Pour éviter une déviation brusque de l'électromètre lors de l'application de la force électromotrice au vase H et de son enlèvement, l'électromètre n'était pas relié directement à L avant que le levier n'ait été remis en place. La capacité M était introduite afin d'empêcher le potentiel du circuit LM d'atteindre une valeur élevée lors de l'application de la force électromotrice au vase H.

On trouvait que l'application et l'enlèvement de la force électromotrice, à eux seuls, ne produisaient aucun effet sur l'électromètre; mais, quand les rayons avaient agi sur le gaz contenu à l'intérieur du bocal, il y avait toujours une déviation de l'électromètre, montrant que l'électrode L avait reçu une charge de même signe que le pôle de la batterie.

Comme la force électromotrice employée dépassait habituellement 200 volts, valeur suffisante pour saturer complètement le gaz, la quantité d'électricité qui traversait le gaz était proportionnelle au nombre n des ions présents dans le gaz au moment de l'application de la force électromotrice, tandis qu'en appliquant la force électromotrice aussitôt après la disposition des rayons, on obtenait le nombre total N.

On pouvait donc ainsi complètement déterminer la vitesse de recombinaison des ions, car on pouvait calculer très exactement les temps mis par le pendule pour passer d'un levier à l'autre.

Le Tableau suivant montre de quelle façon variait la déviation de l'électromètre avec le temps écoulé depuis la disparition des rayons, le bocal étant rempli d'air débarrassé de toute poussière.

Intervalle de temps en secondes.	Déviation de l'électromètre.
0,004	184
0,08	183
0,45	106
2	37
4	19

La valeur de la déviation est pratiquement constante pendant en-

viron $0^s,1$ après que les rayons ont disparu. Après un intervalle de 4^s, l'air possède encore une conductibilité appréciable.

Puisque les gaz ont des conductibilités extrêmement différentes sous l'action des rayons de Röntgen, il faut s'attendre à ce que la vitesse de recombinaison soit différente pour les divers gaz.

Les Tableaux suivants donnent les intervalles de temps T nécessaires pour que le nombre des ions tombe à la moitié du nombre primitif. L'intensité de la radiation était sensiblement la même pour tous les gaz.

Gaz.	T en secondes.	Conductibilité comparée à celle de l'air prise pour unité.
Hydrogène	0,65	0,5
Air	0,3	1
Gaz chlorhydrique	0,35	11
Gaz carbonique	0,51	1,2
Gaz sulfureux	0,45	4
Chlore	0,18	18

Il ne semble pas y avoir de relation simple entre les valeurs de T et les conductibilités : cependant, règle générale, on peut admettre que la valeur de T diminue quand la conductibilité augmente.

On a trouvé, toutefois, que la vitesse de recombinaison n'est pas toujours la même pour le même gaz, en employant la même intensité de radiation, mais dépend beaucoup de la quantité de poussière en suspension dans le gaz, ainsi qu'on le verra un peu plus loin.

Influence de l'intensité de la radiation sur la valeur de T.

On a trouvé que l'intensité de la radiation pour un même gaz a une grande influence sur la valeur de T. C'est ce que des considérations théoriques permettent de prévoir, car, des équations (1) et (4), on déduit

$$T = \frac{1}{\sqrt{q\alpha}}. \tag{5}$$

Si donc α est une constante pour un même gaz dans le même état, T varie en raison inverse de $\sqrt{q}$. Cette relation a été vérifiée expérimentalement, car q est proportionnel à l'intensité de la radiation, qui varie elle-même en raison inverse du carré de la distance à l'ampoule productrice des rayons.

Par exemple, pour une intensité déterminée de la radiation, la valeur de T était $0^s,25$. En plaçant une feuille épaisse d'aluminium au-dessous du récipient conducteur, ce qui réduit l'intensité de la radiation à $\frac{1}{6}$ de sa valeur primitive, la valeur de T s'est élevée à $0^s,6$.

Pour une faible radiation, les valeurs de T sont beaucoup plus grandes que pour une forte radiation.

Temps écoulé en secondes.	Déviations.
0,004	174
0,45	139
2	107
4	54
8	30
16	16

Le Tableau ci-dessus montre la variation de la conductibilité rémanente avec le temps pour une très faible radiation. La valeur de T est d'environ 3^s, et même, au bout de 16^s, $\frac{1}{11}$ du nombre primitif d'ions sont encore non combinés.

De l'air situé à 1^m d'un tube de Crookes ordinaire possède encore une proportion tout à fait notable de sa conductibilité plus d'une minute après que les rayons ont disparu.

Influence des fines particules suspendues dans un gaz sur la vitesse avec laquelle il perd sa conductibilité.

On a trouvé que la valeur de T variait beaucoup pour le même gaz avec la même intensité de radiation. Si, par exemple, on faisait passer pour la première fois du chlore dans le récipient, la valeur de T était $0^s,19$; après un séjour de 1 heure, la valeur de T s'élevait à $0^s,3$, bien que la conductibilité du gaz mesurée par la méthode habituelle fût trouvée inaltérée. On a constaté dans tous les cas que les gaz récemment préparés perdent leur conductibilité plus vite que lorsqu'on les a laissés en repos pendant quelque temps.

La raison de ce fait n'était pas évidente au premier abord, mais les expériences ultérieures sur l'influence de la poussière dans l'air ont conduit à la conclusion qu'il était dû à la présence de matières finement divisées, liquides ou solides, existant dans le gaz fraîchement préparé. On a trouvé la valeur de T plus grande pour un gaz ayant circulé dans un long tube plein d'ouate que si l'ouate était enlevée.

Ceci est probablement dû à ce fait que le coton empêchait les fines particules de passer à travers ses pores.

On a trouvé que la présence de poussières dans l'air avait une grande influence sur la conductibilité rémanente. Comme exemple de l'influence des poussières, nous pouvons citer l'expérience suivante :

Le cylindre était rempli d'air filtré à travers un tampon de coton, puis laissé en repos toute la nuit, et la valeur de la conductibilité rémanente mesurée le lendemain sans agiter le gaz.

La quantité d'électricité qui traversait le gaz après la disparition des rayons donnait une déviation de 70 divisions à l'électromètre, et la valeur de T était de 1^s. On envoyait alors dans le cylindre, avec un soufflet, un jet d'air chargé de poussières et la déviation due à la conductibilité rémanente tombait immédiatement à 15 divisions avec une valeur de T d'environ $0^s,15$. Quand on laissait reposer l'air, l'effet rémanent augmentait graduellement jusqu'à 35 divisions, avec une valeur de T égale à $0^s,5$, au bout d'un intervalle de 10 minutes environ. Il s'écoulait plusieurs heures avant que l'effet montât à 60 divisions. Cette expérience montre combien T varie pour un même gaz, puisqu'il dépend de la quantité de matières pulvérulentes en suspension dans ce gaz.

Les effets observés dans l'air et dans d'autres gaz semblent conduire à cette conclusion que les particules libres et en suspension aident beaucoup un gaz à perdre ses propriétés conductrices après la disparition des rayons.

Comme les particules de poussière ont des dimensions considérables en comparaison des ions, un ion a plus de chances de venir frapper un grain de poussière en lui cédant sa charge ou d'adhérer à sa surface, que de rencontrer un ion de signe contraire. Un ion positif qui vient heurter une particule de poussière lui donne une charge positive, et celle-ci est neutralisée par une charge provenant d'un ion négatif; de cette façon, la conductibilité disparaît beaucoup plus vite que si la perte de conductibilité était due à des collisions entre les ions eux-mêmes. Il semble probable que, si l'on pouvait obtenir un gaz complètement privé de poussières, la vitesse de recombinaison, qui serait due entièrement à des collisions moléculaires, serait beaucoup plus faible que pour l'air ordinaire.

Quand les rayons agissent sur un gaz, le nombre des ions par centimètre cube augmente jusqu'à ce qu'un état déterminé soit atteint dans lequel la vitesse de production soit égale à la vitesse de recombinaison. Il est intéressant de trouver l'intervalle de temps qui s'écoule

depuis que la radiation a été établie jusqu'à ce que ce maximum soit atteint. Dans la plupart des expériences, il y avait généralement, par seconde, 50 ruptures du primaire de la bobine d'induction, de sorte que pour le calcul nous pouvons, avec une grande approximation, supposer que l'ampoule débitait des rayons uniformément, l'intensité correspondant à la production de q ions par centimètre cube et par seconde. La vitesse avec laquelle n croît est donnée par

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2. \tag{6}$$

En intégrant cette équation, on voit facilement que le temps t nécessaire à la production de n ions par centimètre cube dans le gaz est donné par

$$t = \frac{1}{2\sqrt{q\alpha}} \log \left(\frac{\sqrt{\frac{q}{\alpha}} + n}{\sqrt{\frac{q}{\alpha}} - n} \right), \tag{7}$$

log désignant le logarithme naturel. Quand le nombre maximum N est atteint, on a

$$\frac{dn}{dt} = 0 \qquad \text{et} \qquad q = \alpha N^2.$$

Donc

$$t = \frac{1}{2\alpha N} \log \frac{1+r}{1-r}, \tag{8}$$

si l'on pose

$$r = \frac{n}{N}. \tag{9}$$

Si maintenant T désigne le temps nécessaire pour que le nombre des ions tombe à la moitié de sa valeur après la disparition des rayons, on a, en tenant compte de la formule (4),

$$t = \frac{T}{2} \log \frac{1+r}{1-r},$$

ou bien

$$r = \frac{e^{\frac{2t}{T}} - 1}{e^{\frac{2t}{T}} + 1}. \tag{10}$$

Le Tableau suivant donne les valeurs de r tirées de l'équation précédente pour différentes valeurs de t :

$\frac{t}{T}$.	r.
0,125	0,123
0,25	0,245
0,5	0,462
1	0,736
2	0,878
4	0,998

Par exemple, dans le cas de l'air au voisinage du tube de Crookes, T est égal à $0^s,3$. Par suite, en $0^s,15$, le nombre des ions est égal à environ la moitié de sa valeur finale. Après un intervalle de 1^s, le nombre des ions a pratiquement atteint sa valeur maximum. Pour l'air situé à environ 1^m de la source de radiation, la valeur de T est beaucoup plus grande, et plusieurs secondes s'écouleront avant que le nombre n'approche de sa valeur finale.

Vitesse des ions.

La détermination de la vitesse avec laquelle les ions se déplacent à travers un gaz sous l'influence d'une force électromotrice est une question présentant un intérêt considérable, car elle nous renseigne indirectement sur la nature et les dimensions des particules transportant l'électricité par conduction sous l'action des rayons de Röntgen.

La méthode de détermination des vitesses était basée sur un calcul donné dans le Mémoire déjà cité de J.-J. Thomson et E. Rutherford.

L'auteur rappelle les équations (5) et (6) de ce Mémoire (*voir* ce Recueil), l'équation (6) étant obtenue quand la différence de potentiel E est choisie de façon que $\frac{i}{I}$ soit petit. Se rapporter à ce Mémoire pour la signification des symboles. L'équation (6) était

$$\frac{i}{I} = \frac{EUT}{l^2}.$$

Toutes les quantités qui figurent dans cette équation peuvent être mesurées, de sorte que la vitesse peut être immédiatement calculée. En pratique, la valeur de E était choisie d'un ordre tel que la valeur du courant i correspondant fût égale à environ $\frac{1}{10}$ du courant de saturation I.

Le rapport $\frac{i}{I}$ n'est pas constant pour un même gaz et pour une même valeur du champ électrique, car il dépend de l'intensité de la radiation et aussi de la vitesse de recombinaison des ions, qui, à son tour, dépend dans une large mesure, pour une même intensité de radiation, de la quantité de poussières et autres matières solides contenues dans le gaz.

Bien que ces quantités soient variables, la somme U des deux mobilités est une constante, car sa valeur est tout à fait indépendante de la valeur de T ou de l'intensité de la radiation.

Les courbes indiquant la relation entre le courant et la force électromotrice pour l'air et d'autres gaz qui ont été données dans le Mémoire cité offrent une pente très variable, car elle est différente suivant que le gaz est fraîchement préparé ou bien a été laissé en repos pendant quelque temps.

En vue d'une détermination de la vitesse des ions, la valeur de T demande à être connue avec précision; mais ce n'est pas très facile quand on emploie un pendule comme interrupteur; de plus, l'intensité de la radiation émanée du tube de Crookes, qui influe beaucoup sur la valeur de T, est tout à fait susceptible de modifications pendant une longue série d'expériences. On a donc eu recours pour déterminer T à une méthode plus simple, qui a donné des résultats très concordants et dignes de confiance. Des équations (1) et (4) du Mémoire actuel, on tire

$$T = \frac{N}{q}. \tag{11}$$

D'une part, si l'on vient à appliquer au récipient d'épreuve une très grande force électromotrice aussitôt après que les rayons ont disparu, la déviation de l'électromètre est proportionnelle à N. D'autre part, q est proportionnel à la vitesse de déperdition par seconde pour une force électromotrice saturante. Le rapport de ces deux quantités est donc aisément déterminé et la valeur de T connue.

Disposition de l'expérience.

Le récipient d'épreuve était limité par deux plateaux parallèles, le plateau inférieur en aluminium et le plateau supérieur en plomb. Ces plateaux étaient séparés et isolés l'un de l'autre par des blocs de paraffine qui, fondus ensemble, constituaient en même temps les côtés

du récipient. Dans l'appareil employé, les plateaux avaient 22^{cm^2} et étaient situés à $4^{cm},7$ d'intervalle. Les rayons traversaient le plateau d'aluminium et rendaient conducteur le gaz contenu dans cette sorte de boîte, mais étaient complètement arrêtés par le plateau de plomb. On avait soin que la radiation tombât seulement dans la région centrale du plateau où le champ électrostatique était sensiblement uniforme.

La disposition de l'appareil était la même que celle donnée figure 2, si ce n'est que le bocal était remplacé par la boîte limitée par deux plateaux parallèles. L'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs était relié au plateau inférieur et l'électromètre au plateau supérieur.

Pour déterminer N, on appliquait une force électromotrice de 200 volts au plateau inférieur, aussitôt après la suppression des rayons. Les deux leviers interrupteurs étaient tout près l'un de l'autre; la méthode employée pour rompre le courant et établir la force électromotrice a été indiquée plus haut. On déterminait la valeur de q en notant la déperdition par seconde pour une force électromotrice saturante de 200 volts. Enfin, on obtenait la valeur de i en appliquant au plateau inférieur une force électromotrice de 2 volts ou davantage, et en mesurant la vitesse de déperdition.

Le Tableau suivant donne les valeurs obtenues dans différents gaz pour T, $\frac{i}{I}$ et U. T est exprimé en secondes, U en centimètres par seconde. Les valeurs de $\frac{i}{I}$ sont données pour une chute de potentiel de 0,1 volt par centimètre entre les deux plateaux. Les valeurs de $\frac{i}{I}$ sont seulement approchées et sont déduites des valeurs observées, en supposant la loi d'Ohm applicable pour des forces électromotrices faibles en comparaison des forces électromotrices saturant le gaz. Les rapports de $\frac{i}{I}$ étaient déterminés pour diverses forces électromotrices dans les différents gaz. Par exemple, la valeur de $\frac{i}{I}$ dans l'hydrogène était 0,32 pour une différence de potentiel de 1,4 volt entre les deux plateaux, tandis que la valeur de $\frac{i}{I}$ dans le gaz sulfureux était 0,066 pour une différence de potentiel de 9,3 volts entre les plateaux.

Tableau des vitesses.

Gaz.	T.	$\frac{i}{I}$	U.
H^2	0,4	0,108	10,4
O^2	0,4	0,021	2,8
Az^2	0,31	0,019	3,2
Air	0,29	0,019	3,2
CO^2	0,34	0,015	2,15
SO^2	0,17	0,0033	0,99
Cl^2	0,21	0,0085	2
HCl	0,18	0,01	2,55

On voit que les mobilités des ions suivent l'ordre inverse des densités, à l'exception du chlore. La mobilité de l'ion hydrogène dans l'hydrogène est à peu près quatre fois plus grande que la vitesse de l'ion oxygène dans l'oxygène. Les ions de gaz sulfureux ont donné la mobilité la plus faible, égale seulement à $\frac{1}{10}$ de celle des ions de l'hydrogène.

On a constaté que la mobilité des ions dans un gaz ne dépend pas de la plus ou moins grande ionisation du gaz : on a trouvé les mêmes mobilités dans deux séries d'expériences, la radiation étant dans un cas six fois plus intense que dans l'autre; dans un cas, il y avait donc six fois plus d'ions par centimètre cube que dans l'autre, mais la mobilité restait la même. Ainsi, il n'y a pas de correction à apporter à la vitesse des ions dans un gaz comme le chlore, où l'ionisation est grande comparée à celle de l'air. Le fait que, pour une faible force électromotrice donnée, la mobilité ne dépend pas du nombre d'ions contenus par centimètre cube de gaz, montre que le mouvement des ions positifs et négatifs ne produit aucun champ électrostatique résultant entre les plateaux.

Dans la méthode employée pour déterminer la mobilité, on a supposé la conductibilité du gaz due uniquement à l'ionisation rapportée à chaque élément de volume du gaz. Cependant, J. Perrin [1] a récemment montré que la vitesse de déperdition entre deux plateaux se compose de deux parties, l'une due à l'ionisation par élément de volume du gaz, l'autre à l'ionisation superficielle à la surface de séparation du plateau métallique sur lequel tombent les rayons, et du gaz environnant. La vitesse de la décharge produite par cette action de surface est tout à fait comparable à celle que produit l'ionisation de

[1] *Comptes rendus*, 1er mars 1897.

volume quand les plateaux sont à 1^{cm} l'un de l'autre, en particulier quand les électrodes sont d'argent, d'or ou de zinc.

Il semble probable que le gaz contigu à la surface du plateau sur lequel tombe la radiation présente une densité d'ionisation bien plus grande que le gaz compris entre les plateaux; et comme cet accroissement d'ionisation est limité à une couche très mince contiguë à l'électrode, il semble que la vitesse de recombinaison des ions superficiels doit être beaucoup plus grande que pour l'air röntgenisé situé à quelque distance de la surface. L'existence de cet effet tendrait à augmenter la vitesse de déperdition q; au contraire, le nombre N des ions, déterminé par l'application d'une force électromotrice très peu de temps après la suppression des rayons, ne serait pas modifié de façon appréciable, puisque les ions voisins de la surface se recombinent probablement avec une grande rapidité. La valeur de T, déduite de l'équation (11), serait donc trop faible. La correction due à l'ionisation superficielle est, toutefois, probablement très faible, car le plateau inférieur était en aluminium, métal qui ne présente pas sensiblement ce phénomène de l'ionisation superficielle, et le plateau supérieur en plomb, pour lequel l'effet est faible. Ajoutons que la distance comprise entre les plateaux était d'environ 5^{cm}, de sorte que l'ionisation due au volume gazeux était très grande en comparaison de l'ionisation due à la surface.

Les valeurs de U déterminées sont la somme de la mobilité de l'ion positif et de celle de l'ion négatif, mais nous n'avons nullement, jusqu'à présent, démontré expérimentalement que ces mobilités soient identiques.

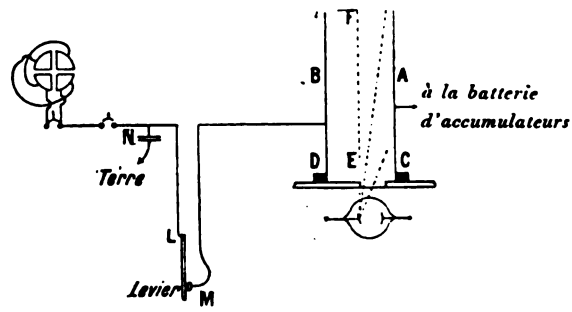
Dans le cas de l'air, l'expérience qui suit semble montrer que les vitesses des deux ions sont égales ou à peu près égales.

Dans les recherches précédentes, le calcul de la mobilité des ions dépendait de l'exactitude d'une équation que l'on a vérifiée autant que possible par l'expérience, mais, dans le cas de l'air, la vitesse peut s'obtenir par une méthode qui n'implique aucune théorie sur la vitesse de recombinaison des ions.

Deux grands plateaux plans A et B (*fig.* 3) étaient placés parallèlement, à 16^{cm} d'intervalle, sur des blocs isolants C et D. L'ampoule était disposée de telle façon que les rayons de Röntgen tombaient sur le plateau A et sur la moitié du volume d'air compris entre A et B. Aucun rayon n'atteignait l'air situé à gauche du plan représenté par la ligne pointillée EF à 8^{cm} de chaque plateau. Le plateau A était relié à l'une des extrémités d'une grande batterie d'accumulateurs,

l'autre pôle étant relié à la terre. L'autre plateau B, par l'intermédiaire d'un levier LM à contact, monté sur un bloc isolant, était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant

Fig. 3.



reliée au sol. Le pendule interrupteur était disposé de façon à *fermer* le circuit du primaire de la bobine d'induction, *rompre* le circuit de l'électromètre en frappant le levier LM, et enfin *rompre* le circuit de la batterie, peu de temps après. Dans ce but, il fallait deux autres leviers en dérivation qui ne sont pas représentés sur la figure. Un condensateur N était introduit dans le circuit de l'électromètre pour augmenter sa capacité. On établissait une différence de potentiel permanente de 200 volts entre les deux plateaux.

Quand l'ampoule fonctionnait, les ions produits d'un seul côté avaient à traverser une distance de 8^{cm} avant d'atteindre le plateau B. Le but de l'expérience était de déterminer l'intervalle de temps écoulé entre le départ des rayons et l'arrivée des ions sur le plateau B. On a trouvé que la déviation de l'électromètre, d'abord très faible, se mettait à croître rapidement au bout d'un intervalle de temps déterminé. C'est cet instant qui fut regardé comme celui où les ions avaient atteint l'électrode. La déviation de l'électromètre était proportionnelle à la quantité d'électricité qui avait passé de A à B pendant le temps écoulé entre l'établissement du courant et la rupture du circuit de l'électromètre. L'électromètre lui-même n'était relié avec son circuit que lorsque les contacts avaient été rompus.

On a trouvé que la déviation de l'électromètre commençait à croître rapidement quand les rayons avaient agi pendant $0^s,36$. La différence de potentiel entre les plateaux étant de 220 volts, l'intensité du champ était de 13,75 volts par centimètre. Par conséquent, pendant $0^s,36$, avec une chute de potentiel de 13,75 volts par centimètre, les ions

avaient parcouru une distance de 8^{cm} : cela donne une vitesse de l'ion dans un champ unité égale à $1^{cm},6$ par seconde; ce nombre représente la mobilité, soit d'un ion positif, soit d'un ion négatif, car l'intervalle de temps mesuré a été trouvé indépendant du signe de l'ion. La somme des mobilités de l'ion positif et de l'ion négatif est donc $3^{cm},2$ par seconde, résultat concordant très bien avec celui trouvé pour l'air par une méthode complètement indépendante. La concordance parfaite de ces deux résultats fournit une confirmation excellente de la théorie qui a servi à déterminer les mobilités des ions de différents gaz.

Les vitesses avec lesquelles les ions se déplacent à travers les gaz sont énormément plus grandes que les vitesses des ions dans l'électrolyse des liquides. La vitesse de l'ion hydrogène dans de l'eau presque pure est de $1^{cm},08$ par heure sous une chute de potentiel de 1 volt par centimètre; de sorte que la vitesse de l'ion hydrogène dans la conduction produite par les rayons de Röntgen est plus de 36000 fois plus grande.

A l'aide de considérations basées sur la théorie cinétique des gaz, on peut déterminer la vitesse avec laquelle un petit corps chargé se meut à travers les gaz sous l'influence d'un champ électrique.

Si l'on désigne par :

D, le coefficient de diffusion des ions dans le gaz;
n, le nombre d'ions par centimètre cube;
p, la pression partielle due aux ions;
e, la charge d'un ion;

la somme des mobilités des deux espèces d'ions supposés de même masse est

$$k = 2eD\frac{n}{p}$$

(*voir* J.-J. Thomson, *Cond. of Elect. thr. Gases*, p. 32); p est proportionnel à n et à m, masse de l'ion.

Si l'on admet que la masse m de l'ion soit celle de la molécule et e la charge atomique de l'électrolyse, D devient le coefficient de diffusion du gaz dans lui-même, qu'on peut déduire des mesures de viscosité. Le calcul donnerait alors pour l'hydrogène

$$k = 340^{cm} \text{ par seconde,}$$

au lieu de

$$10^{cm},4 \quad \text{valeur expérimentale.}$$

Ce désaccord entre la théorie et l'expérience semble conduire à l'une des deux conclusions suivantes : ou bien la charge est moindre

que celle d'un ion dans les électrolytes ordinaires, ou bien les charges sont portées par des éléments plus grands qu'une molécule. Aucune preuve expérimentale décisive ne nous permet d'opter entre ces hypothèses, mais quelques expériences sur la vitesse des ions dans des gaz tels que HCl et H^2S semblent conclure en faveur de la deuxième hypothèse. Nous pouvons admettre qu'un ion mis en liberté devient centre d'une agglomération de molécules. Cet amas de molécules est en équilibre stable, sous la force attractive due à la charge de l'ion, et ses dimensions sont déterminées par l'intensité du bombardement des molécules du gaz sur sa surface. Une telle hypothèse expliquerait le fait observé que les ions positifs et négatifs de gaz tels que HCl et H^2S ont des vitesses identiques; car les dimensions de l'agglomération dépendent seulement de la charge portée par l'ion pour un même gaz; elle est donc la même pour les ions des deux signes. Dans l'électrolyse de HCl, nous savons que la vitesse de l'ion H est beaucoup plus grande que celle de l'ion Cl, de sorte qu'il y a une différence essentielle entre les éléments qui portent les charges dans les deux cas.

En partant de cette hypothèse de la formation d'agglomérations entourant un noyau central, nous pouvons facilement calculer le diamètre des amas qui donnerait la valeur observée pour la vitesse de l'élément chargé.

Si D désigne le coefficient de diffusion mutuelle d'une molécule de diamètre σ_1, le coefficient de diffusion d'un élément de diamètre σ_2 dans le gaz est donné par

$$\frac{\sigma_1^2}{\sigma_2^2} D;$$

on trouve que, pour l'hydrogène, le rapport $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ du diamètre de l'amas, au diamètre d'une molécule, est donné par

$$\sqrt{\frac{340}{10,4}} = 5,7.$$

Pour l'oxygène, en prenant le coefficient de diffusion mutuelle égal à 0,21 et en admettant que sa charge est double de celle de l'hydrogène, on trouve une valeur théorique de la mobilité égale à 85^{cm} par seconde, ce qui correspond à une agglomération du diamètre de $5^{mol},5$.

Dans le cas du chlore, si l'on admet que la charge de l'ion soit la même que celle de l'ion hydrogène, on obtient un amas du diamètre

de $2^{mol},7$. On voit donc que, pour expliquer les résultats observés, l'élément qui porte la charge n'a pas besoin d'avoir des dimensions supérieures à 5 fois le rayon de la molécule.

Annonce des premiers résultats des recherches de l'auteur sur les gaz rendus conducteurs par les rayons de l'uranium : identité des valeurs numériques des mobilités, avec celle des ions des gaz röntgenisés (*voir* Mémoire suivant).

Remerciements au professeur J.-J. Thomson.

LES RAYONS DE L'URANIUM

ET

LA CONDUCTION ÉLECTRIQUE PRODUITE PAR EUX,

PAR E. RUTHERFORD.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Extraits et résumés.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLVII, janv. 1899, p. 109-163.

§ 1. — Comparaison entre les méthodes de recherche.

Avantages de la méthode électrique sur la méthode photographique, qui exige des poses très longues, et, par suite, des précautions spéciales pour éviter les voiles.

§ 2. — Polarisation et réfraction.

H. Becquerel avait annoncé que les rayons de l'uranium peuvent se polariser à l'aide de tourmalines et se réfracter. L'auteur a répété ces expériences par la méthode photographique : elles ont donné un résultat absolument négatif. De même, par la méthode électrique, le verre pulvérisé n'est pas plus opaque que le verre en lames, résultat d'ailleurs obtenu par Becquerel lui-même et semblant inconciliable avec l'existence d'une réfraction.

§ 3. — Théorie de l'ionisation.

Pour expliquer la conductibilité acquise par un gaz röntgenisé, on a proposé la théorie de l'ionisation : les rayons, en traversant le gaz, y produisent des particules chargées positivement et négativement, le nombre de ces particules produites par seconde dépendant de l'intensité des rayons et de la pression.

Ces particules chargées sont supposées assez petites pour se mouvoir avec une vitesse uniforme à travers un gaz sous l'action d'un champ électrique constant. On les a appelées des *ions*, par analogie avec la conduction électrolytique, mais le choix de ce nom n'implique

nullement que l'ion des gaz ait nécessairement les dimensions d'un atome : ce peut être un multiple ou un sous-multiple de l'atome.

Supposons qu'on ait un gaz soumis aux rayons entre deux plateaux maintenus à une différence de potentiel constante. Les rayons produiront par seconde un certain nombre d'ions, ce nombre dépendant en général de la pression. Sous l'action du champ électrique, les ions positifs se déplacent vers le plateau négatif, et les ions négatifs vers le plateau positif : il en résulte qu'un courant traverse le gaz. Quelques-uns aussi des ions se recombineront, la vitesse de recombinaison étant proportionnelle au carré du nombre des ions présents. Le courant qui traverse le gaz dépendra, pour une intensité donnée de la radiation, de la différence de potentiel entre les plateaux, mais, si cette différence de potentiel dépasse une certaine valeur, le courant atteindra une valeur maximum. Quand il en est ainsi, tous les ions sont enlevés par le champ électrique avant d'avoir pu se recombiner.

Les ions des deux signes seront en partie séparés par le champ électrique, et un excès d'ions d'un signe déterminé peut être entraîné en soufflant le gaz, de sorte qu'on peut obtenir un gaz chargé. Si les ions ne sont pas distribués uniformément entre les plateaux, la distribution du potentiel, d'un plateau à l'autre, sera troublée par le mouvement des ions.

S'il y a de l'énergie absorbée dans la production des ions, on doit s'attendre à trouver la valeur de cette énergie absorbée proportionnelle au nombre des ions produits, et, par suite, dépendant de la pression.

Si cette théorie s'applique aux radiations émises par l'uranium, nous devons nous attendre à obtenir les résultats suivants :

1. Production de particules chargées à travers le gaz;
2. Ionisation proportionnelle à l'intensité des rayons et à la pression;
3. Absorption de la radiation proportionnelle à la pression;
4. Existence d'un courant de saturation;
5. Vitesse de recombinaison des ions proportionnelle au carré de leur nombre actuel;
6. Séparation partielle des ions des deux signes;
7. Perturbation de la distribution du potentiel entre les deux plateaux exposés à la radiation dans certaines circonstances.

Les expériences qui vont être décrites montrent suffisamment que la théorie constitue une explication satisfaisante de la conductibilité produite par les rayons de l'uranium.

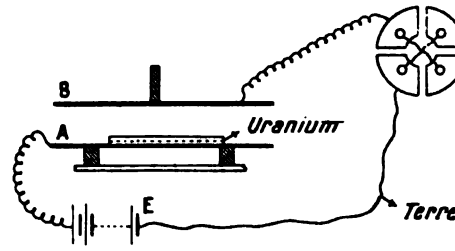
Dans toutes les expériences, les résultats sont indépendants du signe du plateau chargé, à moins que le contraire ne soit expressément spécifié.

§ 4. — Nature complexe des rayons de l'uranium.

Avant d'aborder les phénomènes généraux de la conductibilité produite par les rayons de l'uranium, décrivons quelques expériences destinées à rechercher si l'uranium et ses composés émettent les mêmes radiations et si ces rayons sont homogènes. Röntgen et d'autres physiciens ont observé que les rayons X sont en général de nature complexe, et qu'ils comprennent des rayons ayant des pouvoirs de pénétration très différents à travers les corps solides. Le pouvoir pénétrant dépend aussi, dans une large mesure, du degré de vide du tube de Crookes.

Pour étudier la complexité des rayons, on a employé une méthode électrique, dont la figure 1 indique le dispositif général.

Fig. 1.



L'uranium métallique ou le composé d'uranium employé était pulvérisé et répandu en couche uniforme au centre d'un plateau horizontal en zinc A, de 20^{cm} de côté. Un plateau identique B était placé parallèlement au premier, à une distance de 4^{cm}. Tous deux étaient isolés. A était relié à l'un des pôles d'une batterie de 50 volts, dont l'autre pôle était au sol; B était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant reliée au sol.

Sous l'action des rayons de l'uranium, il y avait déperdition entre les deux plateaux. La vitesse avec laquelle l'aiguille de l'électromètre se déplaçait, quand le mouvement était régulier, était prise comme mesure du courant traversant le gaz.

On plaçait alors sur le composé d'uranium des couches successives de métal en feuilles minces, et l'on déterminait la vitesse de déper-

dition pour chaque feuille qu'on ajoutait. Le Tableau suivant indique les résultats obtenus pour l'oxyde d'uranium avec des feuilles minces de clinquant battu.

Épaisseur de chaque feuille : $0^{\mu},8$.

Nombre de feuilles superposées.	Déperdition par minute en divisions de l'échelle.	Rapport pour chaque feuille ajoutée.
0	91	
1	77	0,85
2	60	0,78
3	49	0,82
4	42	0,86
5	33	0,79
6	24,7	0,75
8	15,4	0,79
10	9,1	0,77
13	5,8	0,86

Dans la troisième colonne, on a donné le rapport des vitesses de déperdition pour chaque épaisseur de feuille métallique ajoutée. Quand on a ajouté deux feuilles à la fois, on a pris la racine carrée du rapport observé; pour trois feuilles ajoutées à la fois, la racine cubique. On voit que, pour les dix premières feuilles, la vitesse de déperdition diminue à peu près en progression géométrique, quand l'épaisseur du métal croît en progression arithmétique.

On verra plus loin que, pour un voltage produisant la saturation, la vitesse de déperdition entre les deux plateaux est proportionnelle à l'intensité des rayons qui ont pu traverser le métal. La force électromotrice employée, de 50 volts, n'était pas suffisante pour saturer le gaz, mais on a trouvé que les vitesses comparatives de déperdition, dans des conditions analogues, étaient à peu près les mêmes, pour 50 volts ou 200 volts, entre les plateaux. Quand il s'agit de très faibles vitesses de déperdition, il est avantageux d'employer un voltage aussi faible que possible, afin que de légères variations du voltage de la batterie n'aient pas d'action appréciable sur le résultat. Pour cette raison, on a employé une force électromotrice de 50 volts et les vitesses de déperdition relatives étaient à peu près les mêmes que pour des forces électromotrices produisant la saturation.

Comme la vitesse de déperdition diminue en progression géométrique quand l'épaisseur du métal va en croissant, il résulte de ce qui précède que l'intensité de la radiation décroît en progression géomé-

trique, c'est-à-dire suivant la loi ordinaire d'absorption. Cela montre que la partie de la radiation considérée est à peu près homogène.

Quand on augmente le nombre des feuilles superposées, l'absorption commence à diminuer. C'est ce qu'on voit plus clairement en employant l'oxyde d'uranium avec des feuilles minces d'aluminium.

Épaisseur des feuilles d'aluminium : 5^{μ}.

Nombre de feuilles superposées.	Déperdition par minute en divisions de l'échelle.	Décrément.
0	182	
1	77	0,42
2	33	0,43
3	14,6	0,44
4	9,4	0,65
12	7	

On voit que, pour les trois premières feuilles d'aluminium, l'intensité de la radiation décroît suivant la loi ordinaire d'absorption, et que, après la quatrième feuille, l'intensité de la radiation est seulement légèrement diminuée par l'addition de huit autres feuilles.

Les feuilles employées ayant à peu près 5^{μ} d'épaisseur, on voit que l'intensité de la radiation a été réduite à environ $\frac{1}{20}$ de sa valeur par son passage à travers une couche d'aluminium épaisse de $0^{cm},002$. L'addition d'une épaisseur de $0^{cm},001$ d'aluminium n'a qu'un effet très faible sur la vitesse de déperdition. Cependant, l'intensité est encore réduite à environ $\frac{1}{2}$ de sa valeur, en traversant une épaisseur supplémentaire de $0^{cm},05$, ce qui correspond à 100 feuilles d'aluminium.

Ces expériences montrent que les rayons de l'uranium sont complexes et contiennent au moins deux types distincts de radiations : les unes, très rapidement absorbées, que nous désignerons pour simplifier sous le nom de *rayons* α, et les autres, d'un caractère plus pénétrant, que nous appellerons les *rayons* β.

Le caractère des rayons β semble indépendant de la nature du filtre à travers lequel ils ont passé : on a trouvé que ces rayons avaient la même intensité et le même pouvoir de pénétration, qu'on les ait obtenus en arrêtant les rayons α soit par des feuilles minces d'aluminium, soit par des feuilles d'étain, soit par du papier. Les rayons β traversent toutes les substances examinées bien plus facilement que les rayons α. Par exemple, une mince lame de verre couvre-objet, placée sur l'uranium, réduisait la vitesse de déperdition à $\frac{1}{30}$ de sa

valeur : les rayons β, cependant, la traversaient en subissant seulement une perte insignifiante d'intensité.

Quelques expériences effectuées avec différentes épaisseurs d'aluminium semblent montrer que les rayons β ont un caractère à peu près homogène, au moins dans les limites de précision des résultats. Le Tableau qui suit donne les résultats obtenus pour les rayons β de l'oxyde d'uranium :

Rayons β.

Épaisseur d'aluminium traversée.	Vitesse de déperdition.
cm	
0,005	1
0,028	0,68
0,051	0,48
0,09	0,25

La vitesse de déperdition est prise pour unité quand les rayons α ont été absorbés en passant à travers 10 feuilles d'aluminium. L'intensité de la radiation diminue quand l'épaisseur croît suivant la loi ordinaire de l'absorption. Il ne faut pas oublier que, lorsqu'il s'agit des rayons β seuls, la valeur de la vitesse de déperdition n'atteint, en général, qu'une faible fraction de celle qui serait due aux rayons α, de sorte que l'homogénéité des rayons β ne peut pas être cherchée avec une aussi grande précision que celle des rayons α. Cependant, dans la limite de précision des expériences, il semble bien en résulter que les rayons β sont à peu près homogènes, bien que d'autres types de rayons, soit moins intenses, soit extrêmement pénétrants, puissent aussi exister.

§ 5. — Rayons émis par différents composés de l'uranium.

Tous les composés de l'uranium donnent les deux types de rayons : les pouvoirs de pénétration des rayons α ou des rayons β sont les mêmes, quel que soit le composé qui les ait émis.

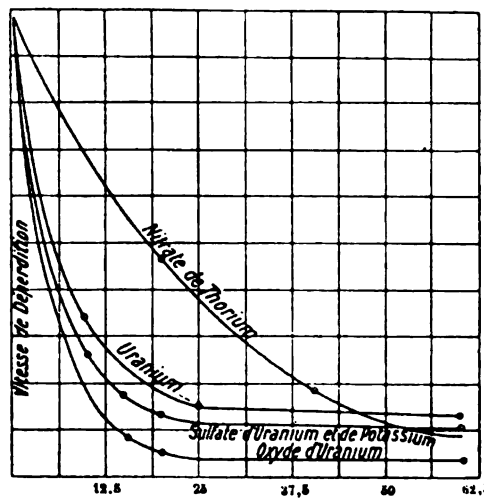
La figure 2 montre les résultats obtenus : on a porté les épaisseurs d'aluminium en abscisses, et les vitesses relatives de déperdition en ordonnées (on a pris pour unité la vitesse de déperdition due au sel découvert, car les valeurs absolues ne sont pas identiques pour les divers composés).

La quantité de rayons α émis dépend surtout de la surface de la couche active; la quantité de rayons β croît aussi avec l'épaisseur de la couche, ce qui indique que, contrairement aux rayons α, les rayons β peuvent traverser une couche considérable d'uranium.

La vitesse de déperdition due aux rayons α étant plus grande que celle due

aux rayons β, il résulte de ce qui précède que l'ionisation produite par un poids donné de substance active dépend beaucoup de la surface qu'on lui donne.

Fig. 2.



Épaisseurs d'aluminium en μ.

Dans la méthode photographique ce sont surtout les rayons β qui impressionnent les plaques. Quand on a arrêté les rayons α, l'action chimique n'est pas sensiblement diminuée.

§ 6. — Transparence des substances pour les deux types de rayons.

Le rapport r dans lequel une radiation supposée homogène est affaiblie après avoir traversé une couche d'épaisseur d étant donné par la loi exponentielle

$$r = e^{-\lambda d},$$

le Tableau des coefficients d'absorption λ pour les deux espèces de rayons montre, par exemple, que l'aluminium est cent fois plus transparent pour les rayons β que pour les rayons α. Pour ces derniers, le pouvoir absorbant des métaux va en croissant quand on les range par poids atomiques croissants.

Substance.	λ pour les rayons α.	λ pour les rayons β.
Clinquant	2700	»
Al	1600	15
Sn	2650	108
Cu	»	49
Ag	»	97
Pt	»	240
Verre	»	5,6

On peut comparer le pouvoir pénétrant des rayons β à celui des rayons X d'un tube « doux », et celui des rayons α à celui des rayons secondaires émis par les métaux quand ils sont frappés par les rayons de Röntgen.

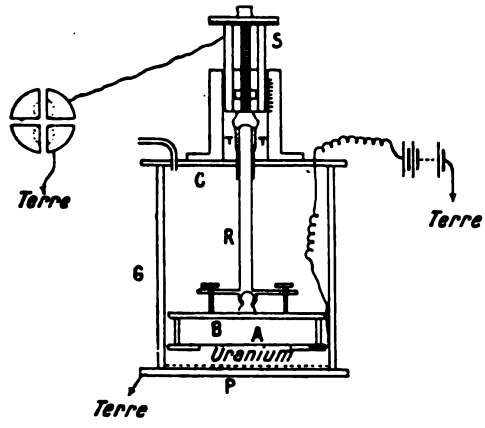
§ 7. — Rayons du thorium.

La radioactivité des composés du thorium, récemment découverte par G.-C. Schmidt (mai 1898) [et indépendamment par Mme Curie], est du même ordre que celle des composés de l'uranium. Ces rayons du thorium sont aussi complexes. Le pouvoir de pénétration des rayons α est différent de celui des rayons α de l'uranium (voir *fig.* 2) : il faut trois ou quatre feuilles d'aluminium pour réduire leur intensité à $\frac{1}{2}$, tandis qu'une seule réduit l'intensité des rayons α de l'uranium à moins de $\frac{1}{2}$. Avec une couche épaisse d'un sel de thorium, les rayons plus pénétrants prennent plus d'importance relative.

§ 8. — Absorption des rayons de l'uranium par les gaz.

L'appareil employé comprend deux plateaux métalliques isolés parallèles dont la distance est invariable, le plateau inférieur percé d'une fenêtre que recouvre une feuille d'aluminium de 5μ d'épaisseur. Un dispositif, que la figure 3 indique suffisamment, permet de soulever l'ensemble des deux pla-

Fig. 3.

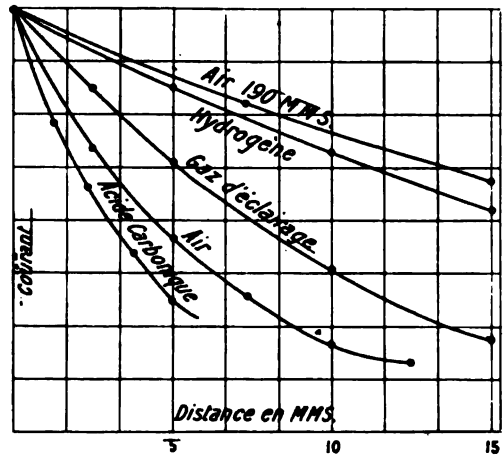


teaux à différents niveaux au-dessus de la couche de substance active. L'appareil peut être rempli de différents gaz à différentes pressions.

Les courbes de la figure 4 indiquent les résultats. Les vitesses de déperdition relatives y sont portées en ordonnées; on a pris comme unité, pour chaque gaz, la vitesse de déperdition pour la distance $0^{cm},35$ entre le plateau inférieur A et la couche radioactive (les valeurs absolues diffèrent). Les distances portées en abscisses sont comptées à partir de cette position.

On peut admettre que la radiation émise est uniforme dans un plan horizontal : l'ionisation est proportionnelle à l'intensité. Si donc r désigne la distance du plateau inférieur à l'uranium et l l'intervalle compris entre les

Fig. 4.



deux plateaux, γ le rapport dans lequel la feuille d'aluminium affaiblit l'intensité, on a une ionisation totale par unité de temps proportionnelle à

$$\int_r^{l+r} I\gamma e^{-\lambda x}\,dx = \frac{\gamma I}{\lambda} e^{-\lambda r}(1 - e^{-\lambda l}).$$

Le courant est proportionnel au nombre total des ions produits si la force électromotrice est saturante. Quand r varie, la vitesse de déperdition doit donc varier exponentiellement.

Les coefficients d'absorption trouvés sont

Hydrogène.....	0,43
Air.....	1,6
Gaz carbonique..... ...	2,3
Gaz d'éclairage...	0,93

On voit que l'absorption suit l'ordre des densités. Ces résultats se rapportent aux rayons α qui, avec une couche mince radioactive, produisent à eux seuls presque toute l'ionisation. Les rayons β sont moins absorbés par les gaz que les rayons α.

§ 9. — Variation de l'absorption avec la pression.

Dans les limites des pressions employées (de 19^{cm} à 76^{cm} de mercure), l'absorption a varié à peu près proportionnellement à la pression. Il faut

$0^{cm},43$ d'air sous la pression atmosphérique,
$1^{cm},95$ d'air sous la pression de $\frac{1}{4}$ d'atmosphère

pour réduire à la moitié de sa valeur l'intensité de la radiation.

§ 10. — Influence de la pression sur la vitesse de décharge.

H. Becquerel (1) a donné quelques résultats sur l'influence de la pression, et montré que la vitesse de déperdition due à l'uranium diminue avec la pression. Beattie et S. de Smolan (2) ont aussi étudié ce sujet et sont arrivés à cette conclusion que, dans certains cas, la vitesse de déperdition varie proportionnellement à la pression et dans d'autres, comme la racine carrée de la pression, suivant le voltage employé. Toutefois, leurs résultats numériques ne semblent s'accorder bien avec aucune de ces deux lois, et, en fait, ainsi que j'espère le montrer plus loin, la relation entre la vitesse de décharge et la pression est très variable : elle dépend, dans une large mesure, des distances comprises entre l'uranium et les conducteurs voisins, et aussi du gaz employé. Le problème est très compliqué par ce fait que les gaz absorbent très rapidement les rayons, mais on peut interpréter tous les résultats en admettant que la vitesse de production des ions en un point donné varie proportionnellement à l'*intensité* de la radiation et à la *pression* du gaz.

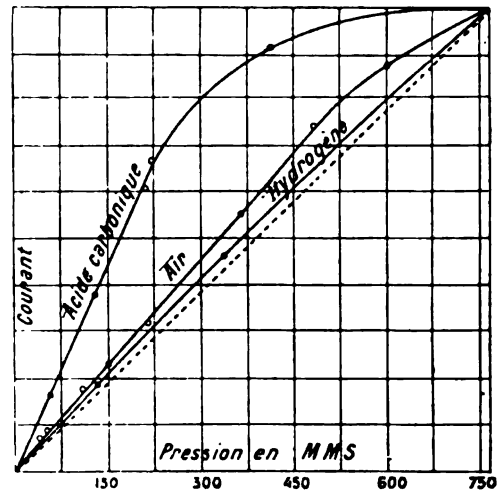
Pour étudier l'influence de la pression, on a employé un appareil analogue à celui de la figure 3, avec cette différence que le plateau A était enlevé. Le composé d'uranium était répandu uniformément sur la partie centrale du plateau inférieur. Le plateau mobile, relié à l'électromètre, avait 10^{cm} de diamètre et était déplacé parallèlement à la surface de l'uranium. Le plateau servant de support à la matière active était relié à l'un des pôles d'une batterie de 100 volts, dont l'autre pôle était relié au sol. On prenait la vitesse de l'aiguille de l'électromètre comme mesure du courant produit entre les plateaux. Dans quelques cas, le composé d'uranium était recouvert d'une feuille mince d'aluminium, mais, bien que la vitesse de déperdition en fût diminuée, les relations générales obtenues étaient encore applicables.

Les courbes de la figure 5 donnent les résultats obtenus pour l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique sous différentes pressions, pour une différence de potentiel de 100 volts entre les plateaux, force électromotrice suffisante pour *saturer* à peu près les deux premiers gaz. Des voltages beaucoup plus grands sont nécessaires pour saturer à peu près le gaz carbonique. La substance employée était l'oxyde d'ura-

(1) *Comptes rendus*, t. CXXIV, 1897, p. 438.
(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLIII, 1897, p. 418.

nium : la distance des plateaux était de $0^{cm},35$ environ. On a pris pour unité dans chaque cas le courant obtenu à la pression atmosphérique, bien que les valeurs absolues soient différentes pour les trois

Fig. 5.



gaz. La ligne pointillée de la figure 5 correspondrait à une proportionnalité rigoureuse entre la vitesse de déperdition et la pression. On voit que, pour les trois gaz, la vitesse de décharge croît d'abord proportionnellement à la pression, puis croît plus lentement, lorsque la pression augmente. C'est dans l'hydrogène que la différence est la moins marquée, dans l'acide carbonique qu'elle l'est le plus. Dans l'hydrogène la vitesse de déperdition est presque rigoureusement proportionnelle à la pression.

La relation entre la vitesse de la décharge et la pression dépend aussi de la distance qui sépare les plateaux. Les quelques nombres suivants suffisent à donner l'allure des résultats. La différence de potentiel entre les plateaux était de 200 volts et la vitesse de décharge est donnée en divisions de l'échelle par minute.

	Vitesse de déperdition. — Distance entre les plateaux :	
Pression.	$0^{cm},25$.	$1^{cm},5$.
mm 187	11	47
376	21	83
752	41	127

Pour de petites distances entre les plateaux, la vitesse de la décharge est plus exactement proportionnelle à la pression que pour de grandes distances.

Les différences entre les résultats pour différents gaz et pour différentes distances s'expliquent simplement par ce fait que l'intensité de la radiation décroît rapidement entre les plateaux à cause de son absorption par le gaz. Les tableaux précédents montrent que, lorsque la distance entre les plateaux est petite, c'est-à-dire quand l'absorption est faible, la vitesse de la décharge varie proportionnellement à la pression. Quand l'absorption est faible, l'intensité de la radiation et par suite l'ionisation sont à peu près uniformes dans tout l'espace compris entre les deux plateaux. Puisque, avec une force électromotrice saturante, la vitesse de la décharge est proportionnelle à l'ionisation totale, ces expériences montrent que la vitesse de production des ions en un point donné est proportionnelle à la pression. On a déjà vu que l'absorption de la radiation est à peu près proportionnelle à la pression.

Soit q la vitesse de production des ions près de la surface de l'uranium pour une pression unité.

Soit λ_0 le coefficient d'absorption du gaz pour l'unité de pression.

Le nombre total des ions produits entre les plateaux, situés à une distance d l'un de l'autre, par unité de surface des plateaux, est, comme on le voit facilement, égal à

$$pq\int_0^d e^{-p\lambda_0 x}\,dx = \frac{q}{\lambda_0}(1 - e^{-p\lambda_0 d}),$$

puisqu'on a vu que l'ionisation et l'absorption sont proportionnelles à la pression. S'il y a une force électromotrice saturante agissant sur le gaz, le rapport des vitesses de déperdition aux deux pressions p_1 et p_2 est égal au rapport r du nombre total des ions produits à la pression p_1 au nombre total de ceux qui sont produits à la pression p_2, et est donné par

$$r = \frac{1 - e^{-p_1\lambda_0 d}}{1 - e^{-p_2\lambda_0 d}}.$$

D'ailleurs $p_1\lambda_0$ est le coefficient d'absorption du gaz pour la pression p_1. Si l'absorption est faible entre les plateaux, $p_1\lambda_0 d$ et $p_2\lambda_0 d$ sont deux quantités petites et la valeur de r se réduit à

$$r = \frac{p_1}{p_2},$$

c'est-à-dire que la vitesse de la décharge, quand la pression est faible, est proportionnelle à la pression.

Si l'absorption est considérable entre les plateaux à la fois pour les deux pressions p_1 et p_2, la valeur de r est à peu près égale à l'unité, la vitesse de déperdition est à peu près indépendante de la pression. C'est ce que montrent les résultats expérimentaux représentés graphiquement figure 7 (*voir* plus loin, p. 652).

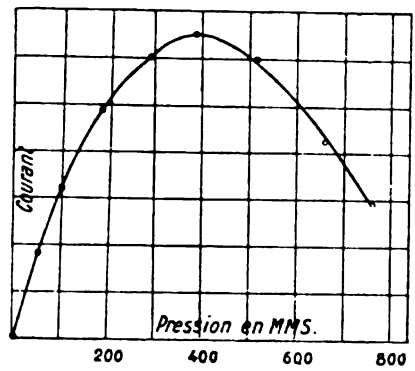
Pour des valeurs intermédiaires de l'absorption, la valeur de r varie plus lentement que la pression.

Pour la même distance entre les plateaux, l'écart entre les courbes (*fig.* 5) relatives à l'air et à l'hydrogène est dû à la plus grande absorption de la radiation par l'air. Moins l'absorption est grande, plus la vitesse de déperdition tend à être proportionnelle à la pression. Pour le gaz carbonique, la vitesse de déperdition décroît beaucoup plus lentement avec la pression que pour l'hydrogène; ceci est dû en partie à la valeur bien plus grande de l'absorption dans le gaz carbonique et en partie à ce fait que la force électromotrice de 100 volts n'était pas suffisante pour saturer ce gaz.

Si l'on détermine la vitesse de la décharge entre deux plateaux parallèles situés à quelque distance de la source du rayonnement, on obtient ce résultat quelque peu surprenant, que la vitesse de déperdition croît d'abord quand la pression diminue, bien qu'on emploie une force électromotrice saturante.

Le dispositif employé ressemblait beaucoup à celui de la figure 3. Les plateaux A et B étaient situés à 2^{cm} l'un de l'autre et le plateau A

Fig. 6.



à environ $1^{cm},5$ au-dessus de la surface de l'uranium. Les résultats sont représentés graphiquement figure 6.

La vitesse de déperdition passe par un maximum pour une pression inférieure à une demi-atmosphère, puis décroît; à la pression de 100^{mm}, la vitesse de déperdition est encore un peu supérieure à la valeur qu'elle prend pour la pression atmosphérique.

Ce résultat s'explique aisément par l'absorption considérable que subit la radiation à la pression atmosphérique et par la diminution de l'absorption produite par la diminution de pression.

Soient d_1, d_2 les distances respectives des plateaux A et B au-dessus de la surface de l'uranium.

Avec la notation déjà employée, l'ionisation totale entre ces deux plateaux (en supposant la surface rayonnante d'étendue infinie) est, comme on le voit facilement,

$$\frac{q}{\lambda}(e^{-p\lambda_0 d_1} - e^{-p\lambda_0 d_2}).$$

Cette expression est une fonction de la pression qui présente un maximum quand on a

$$d_1 e^{-p\lambda_0 d_1} - d_2 e^{-p\lambda_0 d_2} = 0$$

ou bien

$$\log_e \frac{d_1}{d_2} = -p\lambda_0(d_2 - d_1).$$

La valeur de $p\lambda_0$ dans l'air, sous la pression de 760^{mm}, est 1,6.

Si $d_2 = 3^{cm}$, $d_1 = 1^{cm}$, la vitesse de décharge présente un maximum, pour une pression d'environ $\frac{1}{3}$ d'atmosphère. Par suite du grand intervalle compris entre les plateaux et la surface de l'uranium dans le dispositif employé, il n'y avait pas lieu de comparer les résultats expérimentaux et théoriques.

Dans toutes les recherches sur la relation entre la pression et la vitesse de décharge, on a employé de grandes forces électromotrices, pour être certain que le courant traversant le gaz était proportionnel à l'ionisation totale du gaz. Avec de faibles voltages, cette relation entre le courant et la pression serait très différente et varierait beaucoup avec le voltage et l'intervalle séparant les électrodes, aussi bien qu'avec la nature du gaz. Il a paru inutile d'indiquer ici les résultats obtenus avec de faibles voltages, car ils varient beaucoup quand les conditions varient. Bien qu'on puisse facilement les expliquer à l'aide des résultats obtenus avec des forces électromotrices saturantes, on ne peut pas les calculer simplement, et ils ne serviraient qu'à rendre moins nettes les lois reliant l'ionisation, l'absorption et la pression. Leur allure générale peut se déduire de la relation (*voir* § 16) entre

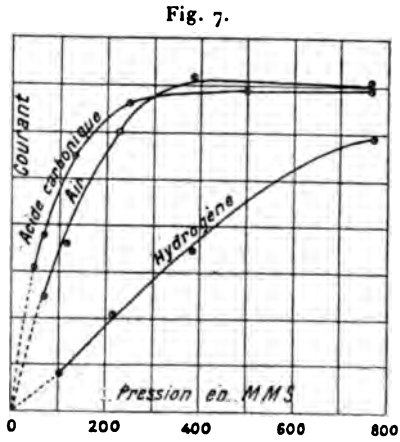
le courant et la force électromotrice pour différentes pressions.

On peut comparer les résultats précédents sur la relation entre le courant et la pression à ceux qu'on a obtenus pour les rayons de Röntgen. J. Perrin [1] a trouvé que la vitesse de la décharge variait, proportionnellement à la pression, pour des forces électromotrices saturantes quand les rayons ne tombent pas directement sur la surface des plateaux métalliques. Ceci est d'accord avec les résultats obtenus pour les rayons de l'uranium, car le résultat de Perrin montre que l'ionisation est proportionnelle à la pression. Toutefois les résultats d'autres expérimentateurs sur ce sujet sont très incohérents, ces différences étant dues principalement à l'emploi, dans certains cas, de forces électromotrices non saturantes, et aussi à ce fait que l'ionisation superficielle à la surface des électrodes compliquait la relation, particulièrement aux basses pressions.

§ 11. — Valeur de l'ionisation dans différents gaz.

Quand les rayons sont complètement absorbés, la vitesse de la décharge est proportionnelle à l'ionisation totale. Un dispositif spécial a été employé pour saturer le gaz (f. é. m. = 800 volts) entre une électrode centrale constituée par une petite sphère couverte d'oxyde d'uranium et la paroi couverte de papier d'étain d'un flacon constituant l'autre électrode. Dans ces conditions, on trouve, pour tous les gaz employés, la même ionisation totale (valeurs extrêmes, 95 pour l'hydrogène et 111 pour le gaz d'éclairage en prenant 100 pour l'air).

Fig. 7.



La figure 7 montre l'influence de la pression, dans ce cas, sur l'air, l'hydro-

[1] *Comptes rendus*, t. CXXIII, 1896, p. 878.

gène et le gaz carbonique. Ces courbes montrent que l'absorption, à peu près complète pour l'air et le gaz carbonique, ne devait pas l'être pour l'hydrogène.

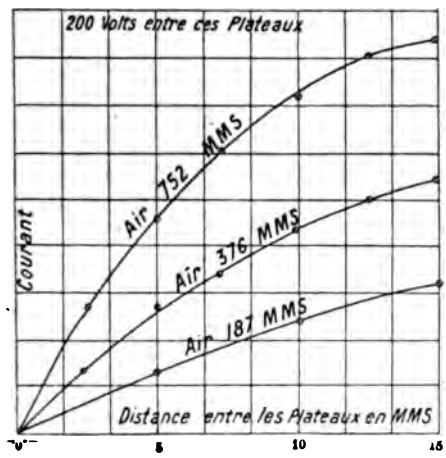
Il résulte de là que l'énergie employée à produire la même ionisation, c'est-à-dire à mettre en liberté les mêmes charges, est la même, quel que soit le gaz employé.

L'auteur fait remarquer combien les résultats obtenus dans la comparaison des conductibilités acquises par les différents gaz (exemple : air et CO^2) diffèrent suivant les conditions où l'on se place.

§ 12. — Variation du courant (de saturation) entre les plateaux quand la distance comprise entre eux varie.

Appareil analogue à celui de la figure 3, le plateau A étant enlevé. La figure 8 donne les résultats pour l'air (H et CO^2 en donnent d'analogues) sous des pressions de $1, \frac{1}{2}$ et $\frac{1}{4}$ d'atmosphère, la f. é. m. (200 volts) étant suffisante pour saturer le gaz, pour toutes les distances employées. On voit que, pour

Fig. 8.



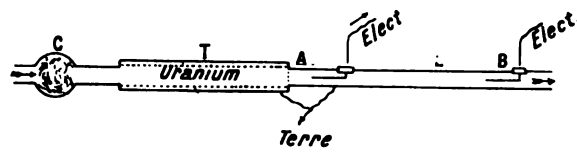
de faibles distances entre les plateaux, l'ionisation étant à peu près uniforme, le courant varie à peu près proportionnellement à la distance; puis, quand la distance augmente, l'absorption diminuant l'ionisation dans les régions éloignées de l'uranium, le courant de saturation croît moins vite que la distance. On a vu (§ 10) que l'ionisation totale, si l'ionisation et l'absorption sont l'une et l'autre proportionnelles à la pression, est proportionnelle à $1 - e^{-p\lambda_0 d}$. L'accord avec l'expérience est excellent (*fig.* 8). On peut donc déduire $p\lambda_0$ de l'expérience, c'est-à-dire mesurer le coefficient d'absorption pour différentes pressions.

§ 13. — Vitesse de recombinaison des ions.

L'air qui a passé à la surface d'un composé d'uranium a la propriété de décharger les corps électrisés soit positivement, soit négativement. On a employé le dispositif suivant pour trouver la durée de persistance de la conductibilité ainsi produite.

Sur une feuille de papier épais, entièrement recouverte d'une couche mince de gomme arabique, on répandait uniformément de l'oxyde d'uranium ou du sulfate double de potassium et d'uranium finement pulvérisés. Cette feuille, séchée, était enroulée en cylindre, la couche d'uranium en dedans; on plaçait ce cylindre à l'intérieur d'un tube métallique T, de 4^{cm} de diamètre (*fig.* 9). Un courant

Fig. 9.



d'air venant d'un gazomètre, après avoir traversé le tampon d'ouate C destiné à retenir les poussières, circulait dans le tube T, puis dans un long tube de métal relié au sol.

Des électrodes A et B, isolées, étaient fixées dans ce dernier tube, à une distance de 44^{cm} l'une de l'autre. L'électromètre pouvait être relié à l'une ou l'autre de ces électrodes. Pratiquement, les deux paires de quadrants étaient d'abord reliées ensemble. Les deux électrodes A et B, ainsi que l'électromètre, étaient ensuite chargées à un potentiel de 30 volts, enfin les deux paires de quadrants étaient séparées.

En l'absence de l'uranium, aucune des électrodes n'était déchargée quand un courant d'air rapide circulait dans le tube. L'uranium remis en place, le courant d'air produisait la déviation progressive de l'électromètre et cette déviation continuait jusqu'à ce que l'électrode fût déchargée.

Quand A était chargé à 30 volts, il n'y avait pas de déperdition en B. La vitesse de déperdition de B ou A est ainsi proportionnelle au nombre total des ions contenus dans le gaz. Les ions se recombinent dans l'intervalle de temps employé par le gaz à passer de A à B. La

vitesse de déperdition de B pour une force électromotrice saturante, quand A est au sol, est ainsi moindre que celle de A.

Dans une expérience particulière, la vitesse de décharge de l'électrode A était de 146 divisions par minute. Quand A était reliée au sol, le courant de saturation pour B était de 100 divisions par minute. La vitesse moyenne du courant d'air circulant dans le tube était de 70^{cm} par seconde. Donc, au bout d'un intervalle de temps égal à $0^s,63$, la conductibilité de l'air était tombée à 0,68 de sa valeur.

Si l'on admet, comme dans le cas de l'air röntgenisé, que la perte de conductibilité est due à la recombinaison des ions, la variation du nombre n des ions par unité de volume avec le temps est donnée par

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2, \tag{1}$$

α étant une constante. Si N désigne le nombre d'ions à l'électrode A, leur nombre n à l'électrode B au bout d'un temps t est donné par

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t.$$

D'ailleurs, les vitesses de décharge correspondant à la saturation, en A et B, sont respectivement proportionnelles à N et à n; on peut facilement en déduire que le temps nécessaire pour que la moitié des ions soient recombinés est $1^s,3$. C'est une vitesse de recombinaison bien plus faible que pour l'air röntgenisé au voisinage d'un tube de Crookes ordinaire.

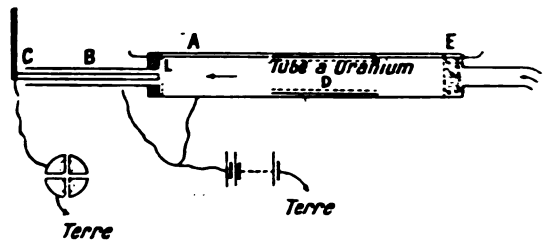
La valeur de l'ionisation par les rayons de l'uranium est en général beaucoup plus faible que celle qui est due aux rayons de Röntgen, de sorte que le temps mis par le nombre des ions à tomber à la moitié de sa valeur est plus long.

Le phénomène de la recombinaison des ions est tout à fait semblable pour les deux espèces de conduction. On a vérifié la formule (1) à l'aide de l'expérience suivante :

On a pris (*fig.* 10) un tube A, de 3^m de longueur, de $5^{cm},5$ de diamètre. Un cylindre D, long de 25^{cm}, avait sa surface intérieure recouverte d'oxyde d'uranium. L'air, chassé d'un gazomètre, traversait, en entrant dans le tube A, un tampon d'ouate E destiné à retenir les poussières et à rendre le courant d'air plus uniforme à travers la section du tube. L'air passait près de la surface de l'uranium, puis à travers une toile métallique L, dans le cylindre d'épreuve B, de $2^{cm},8$ de diamètre. Une tige C, isolée, de $1^{cm},6$ de diamètre, était disposée

suivant l'axe du cylindre B. et était reliée à l'électromètre. Les cylindres A et B étaient reliés à l'un des pôles d'une batterie de 32 volts, l'autre pôle étant à la terre.

Fig. 10.



La différence de potentiel de 32 volts entre B et C était suffisante pour enlever au gaz tous ses ions pendant son passage le long du cylindre. La vitesse de décharge de l'électromètre était alors proportionnelle au nombre des ions contenus dans le gaz.

Le Tableau suivant donne les vitesses de déperdition obtenues pour différentes distances entre le cylindre d'uranium et la toile L.

Distance entre l'extrémité du cylindre d'uranium et la toile L.	T (en sec.).	Vitesse de déperdition en divisions par minute. Observées.	Calculées.
d	t	*159	*159
$d + 25^{cm}$	$t + 1$	111	112
$d + 50$	$t + 2$	*87	*87
$d + 100$	$t + 4$	62	60
$d + 200$	$t + 8$	39	37

d (environ 20^{cm}) était la distance à laquelle la première mesure a été faite. La valeur de t (deuxième colonne) correspond à d. La vitesse moyenne du courant d'air était 25^{cm} par seconde.

Les valeurs de la dernière colonne ont été calculées d'après la formule (1). Les deux nombres avec des astérisques ont servi à déterminer les constantes de l'équation. L'accord des autres valeurs est meilleur qu'on ne pouvait l'espérer, car, dans la pratique, la vitesse du courant d'air n'est pas constante à travers toute la section, et il y a aussi une légère perte de conductibilité par diffusion des ions sur les parois latérales du long tube.

On observera que la vitesse de recombinaison est très faible quand il y a peu d'ions dans le gaz et que l'air conserve un quart de sa conductibilité après un intervalle de 8^s.

§ 14. — Mobilité des ions.

La méthode employée (voir *Phil. Mag.*, nov. 1897, Mémoire traduit dans ce Recueil) pour déterminer la mobilité des ions dans la conduction produite par les rayons de Röntgen ne peut être employée pour les rayons de l'uranium. Il n'est pas pratique de mesurer la vitesse de recombinaison des ions entre les plateaux dans ce cas, à cause de la très grande faiblesse de la conductibilité rémanente; et, de plus, l'inégalité de l'ionisation entre les deux plateaux trouble beaucoup la distribution du champ électrique entre ces deux plateaux.

On peut cependant facilement comparer les mobilités des ions, dans des conditions identiques, dans l'air röntgenisé et dans l'air rendu conducteur par l'uranium. Les résultats montrent que, dans les deux cas, les ions sont identiques.

Pour comparer les mobilités, on a employé un appareil analogue à celui de la figure 10. Les ions étaient entraînés par un courant d'air le long d'un fil chargé A, et l'on mesurait la conductibilité du gaz aussitôt après à l'aide d'une électrode B, fixée tout près de A. L'électrode A était cylindrique et fixée suivant l'axe du tube L, relié à la terre. Nous ferons le calcul en supposant le champ électrique identique, dans l'espace compris entre les deux cylindres, à ce qu'il serait si ces derniers étaient infiniment longs.

Soient :

a le rayon de l'électrode A;
b le rayon intérieur du tube L;
V le potentiel de l'électrode A (supposé positif).

La valeur du champ X, à une distance r du centre du tube, est donnée par (les Log désignent les logarithmes népériens)

$$X = \frac{V}{r \operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right)}.$$

Soient u_1, u_2 les mobilités des ions positifs et négatifs. Si la vitesse est proportionnelle à la valeur du champ électrique en un point quelconque, la distance dr parcourue par l'ion négatif pendant le temps dt est donnée par

$$dr = X u_2 dt,$$

ou bien

$$dt = \frac{\operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right) r\,dr}{V u_2}.$$

Soit r_2 la distance du centre à partir de laquelle l'ion négatif peut juste atteindre l'électrode pendant le temps t mis par l'air pour longer cette électrode

$$t = \frac{(r_2^2 - a^2)}{2V u_2} \operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right).$$

Soit ρ_2 le rapport du nombre des ions négatifs qui atteignent l'électrode A au nombre total des ions qui passent le long de cette électrode; on a

$$\rho_2 = \frac{r_2^2 - a^2}{b^2 - a^2}.$$

Par suite,

$$(2) \qquad u_2 = \frac{\rho_2 (b^2 - a^2) \operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right)}{2Vt}.$$

De même, en désignant par ρ_1 le rapport du nombre des ions positifs qui abandonnent leur charge au cylindre extérieur au nombre total de ces ions, on a

$$(3) \qquad u_1 = \frac{\rho_1 (b^2 - a^2) \operatorname{Log}\left(\frac{b}{a}\right)}{2Vt}.$$

Dans les équations précédentes, on suppose que le courant d'air est réparti conformément à travers toute la section du tube, et que la distribution des ions est uniforme à travers toute la section, par suite, que le mouvement des ions ne trouble pas sensiblement le champ. Comme la valeur de t peut être calculée d'après la vitesse du courant d'air et la longueur de l'électrode, on peut immédiatement déterminer les valeurs des mobilités des ions.

L'équation (2) montre que ρ_2 est proportionnel à V, c'est-à-dire que la vitesse de déperdition de l'électrode A varie directement comme le potentiel de A, pourvu que la valeur de V ne soit pas assez grande pour enlever tous les ions contenus dans le gaz pendant qu'il passe le long de l'électrode. C'est ce qui a été vérifié par l'expérience.

Pour la comparaison des mobilités, le potentiel V a reçu une valeur telle que $\rho_2 = \frac{1}{2}$ environ. On la déterminait en cherchant la vitesse de déperdition de B pour une force électromotrice saturante. La recom-

binaison des ions entre A et B était très faible et pouvait être négligée.

En laissant le reste de l'appareil identique, on enlevait alors le cylindre d'uranium; on lui substituait un cylindre d'aluminium sur lequel on faisait tomber les rayons de Röntgen. Ampoule et bobine d'induction étaient placées dans une boîte métallique pour faire écran électrique complet contre toutes les perturbations électrostatiques. On ne faisait tomber les rayons que sur la région centrale du cylindre. On réglait leur intensité de façon à obtenir, avec le même courant d'air, une vitesse de décharge du même ordre que celle que produisait l'uranium. On trouvait alors une valeur de ρ_2 à peu près la même que dans le cas de la conduction produite par les rayons de l'uranium. Par exemple, la vitesse de décharge de B était réduite de 38^{div} à 14^{div} par minute en chargeant A à un certain potentiel faible, quand on soufflait de l'air ionisé par l'uranium. Avec l'air röntgenisé, dans les mêmes conditions, la vitesse de décharge était réduite de 50^{div} à 18^{div} par minute. Les valeurs de ρ_2 étaient respectivement 0,63 et 0,64. Cette concordance est plus parfaite qu'on ne pouvait l'espérer, car l'ampoule n'est pas une source bien constante de radiation.

Ce résultat montre que les ions, dans les deux cas, air röntgenisé et air « uranisé », se déplacent avec la même vitesse et sont probablement identiques. La mobilité d'un ion à travers un gaz est proportionnelle à $\frac{e}{m}$, e étant la charge portée par l'ion et m sa masse. A moins que e et m ne varient dans le même rapport, il en résulte que la charge portée par l'ion et sa masse sont identiques dans les deux cas.

On a trouvé que la vitesse des ions négatifs était un peu plus grande que celle des ions positifs. Zeleny (1) a montré que tel est le cas pour les ions des gaz röntgenisés. On met facilement en évidence cette différence de vitesse des particules chargées des deux signes. On mesure la vitesse de déperdition de B pour des charges positives et négatives. Quand B était chargé positivement, la vitesse de déperdition mesurait le nombre des ions négatifs qui échappaient à l'électrode A; quand B était chargé négativement, elle mesurait le nombre des ions positifs. Or elle était toujours légèrement plus grande quand B était chargé négativement. Cela est vrai, que A soit chargé positivement ou négativement, et montre qu'il y a un excès d'ions positifs dans le gaz après qu'il a passé auprès de l'électrode A.

On peut aussi montrer facilement la différence des mobilités des

(1) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVI, juillet 1898 (*voir* plus loin).

ions en appliquant à l'électrode A une force électromotrice alternative suffisante pour enlever une grande partie des ions quand l'air passe au voisinage. On trouve toujours que le gaz, à la sortie, est chargé positivement, preuve d'un excès d'ions positifs.

On a fait un grand nombre de déterminations des mobilités des ions de l'air soumis aux rayons de l'uranium, avec des forces électromotrices constantes ou alternatives, l'air passant entre des électrodes cylindriques ou des plateaux plans rectangulaires. Par suite des inégalités dans la vitesse du courant d'air aux différents points d'une même section et aussi par suite d'autres causes perturbatrices impossibles à déterminer, on ne pouvait faire cette mesure avec toute la précision désirable. Pour une détermination exacte, une méthode indépendante des courants d'air est tout à fait nécessaire.

§ 15. — Chute de potentiel entre les deux plateaux.

La modification produite par le déplacement des ions dans la distribution du potentiel entre deux plateaux parallèles, quand l'un d'eux est recouvert d'uranium, a été étudiée soit avec un fil métallique explorateur relié à l'électromètre, soit par l'électromètre à écoulement d'eau (les deux plateaux étant verticaux, dans ce cas). Les deux méthodes donnent des résultats concordants : Si les deux plateaux étaient chargés à des potentiels égaux et de signe contraire, le plan de potentiel zéro est déplacé; il s'éloigne du plateau couvert d'uranium, et son déplacement est d'autant plus grand que la force électromotrice est plus faible et que l'ionisation est plus forte. De la distribution du potentiel on peut déduire la distribution de la force électrique $-\frac{\partial V}{\partial x}$ et celle de la densité $-\frac{1}{4\pi}\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$.

Comparaison avec les résultats de C.-D. Child (1) *et de J. Zeleny* (2) *pour les rayons de Röntgen.* — Dans le cas de l'uranium, l'ionisation décroît d'un plateau à l'autre, et c'est cette inégalité qui produit surtout la modification du champ. Dans le cas des rayons de Röntgen, l'ionisation est uniforme, la modification du champ est due surtout à l'accumulation des ions au voisinage des électrodes, d'où résulte une variation rapide du potentiel près des plateaux (3).

---

(1) *Wied. Ann.*, t. LXV, avril 1898, p. 152.

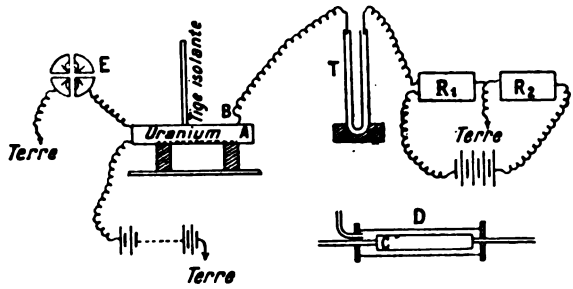
(2) *Phil. Mag.*, t. XLVI, juillet 1898, p. 120.

(3) *Voir* le Mémoire théorique de J.-J. Thomson traduit également dans ce Recueil et paru dans le même volume du *Phil. Mag.* Ce mémoire est reproduit aussi dans *Cond. of Elect. thr. Gases.* (*Note du traducteur.*)

§ 16. — Relation entre le courant et la force électromotrice.

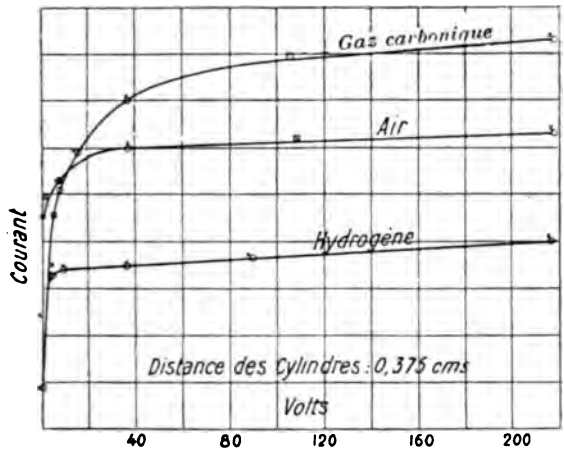
On a les mêmes résultats généraux que dans le cas des rayons de Röntgen : le courant, d'abord à peu près proportionnel à la force électromotrice, croît de plus en plus lentement et tend vers une limite (courant de saturation). La figure 11 indique la méthode employée : l'électromètre ne sert que d'instrument de zéro, T est une résistance considérable en xylol (10000 ohms). On maintient le potentiel du plateau B nul, en lui fournissant un courant qui est proportionnel à $\frac{R_1}{R_1 + R_2}$, par suite à R_1, si l'on maintient la somme $R_1 + R_2$ constante. Pour les gaz autres que l'air, les deux électrodes cylindriques C, D

Fig. 11.



(partie inférieure de la figure 11) remplaçaient les plateaux A et B, le cylindre intérieur C étant recouvert d'oxyde d'uranium. La figure 12 indique quelques-

Fig. 12.



uns des résultats (l'échelle des courants y est arbitraire). On voit qu'il y a une valeur définie du courant quand la force électromotrice est nulle. Cec

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible] les deux signes dans [illegible] par les rayons de l'uranium et d'obtenir un [illegible] l'électrisation d'un courant d'air, [illegible] d'uranium enfermé dans un récipient [illegible] une électrisation de même signe que la charge de l'uranium. Les résultats s'expliquent facilement dans la théorie de l'ionisation. Par suite de l'absorption rapide de la radiation par l'air, [illegible] de la surface de l'uranium est plus fortement ionisé que [illegible] distance. Supposons par exemple [illegible] d'uranium, chargé positivement, soit placé à l'intérieur

---

[illegible] ont été faites depuis pour les gaz röntgenisés, notamment par J. Zeleny et P. Langevin. (*Note du traducteur.*)

[illegible] par M. Clung (1902), qui a trouvé un coefficient de recombinaison indépendant de la pression, résultat seulement approché, d'après Langevin. (*Note du traducteur.*)

(1) *Phil. Mag.*, t. XLIV, juillet 1897, p. 102.

d'un vase métallique relié à la terre, et traversé par un courant d'air. Sous l'influence de la force électromotrice, les ions négatifs se déplacent vers l'uranium, et les ions positifs en sens contraire, vers les parois du vase. Comme l'ionisation est plus grande au voisinage de l'uranium, il y aura excès d'ions positifs dans l'air à quelque distance de l'uranium. Une partie de ces ions sont entraînés par le courant d'air et abandonnent une charge positive à un tampon d'ouate. Le nombre total des ions négatifs entraînés pendant le même temps est beaucoup moindre, car la valeur du champ, et par suite la vitesse de l'ion est beaucoup plus grande près de l'uranium que près du cylindre extérieur. Par suite il y a un excès d'ions positifs entraînés, et l'on obtient un gaz chargé positivement. Quand la différence de potentiel entre les électrodes augmente, la quantité d'électricité ainsi mise en liberté dépend de deux influences opposées. En premier lieu la vitesse des ions augmente : par suite la proportion des particules chargées entraînées diminue. Mais, si le gaz n'est pas saturé, le nombre des ions qui se déplacent entre les deux électrodes augmente quand la force électromotrice augmente, et, pour de faibles forces électromotrices, cette augmentation compense et au delà la diminution due à l'accroissement de vitesse. Donc la quantité d'électricité obtenue croîtra d'abord en même temps que le voltage, passera par un maximum, puis décroîtra; car, lorsque le gaz est saturé, l'accroissement de la force électromotrice n'ajoute plus de nouveaux ions. C'est exactement le résultat de Beattie; c'est aussi celui que j'ai obtenu dans le cas de la séparation des ions de l'air röntgenisé. Le fait qu'on obtient plus d'électricité positive que d'électricité négative tient à la plus grande mobilité des ions négatifs. (*Voir* § 14).

Les propriétés de ce gaz électrisé sont semblables à ce qui a été obtenu dans le cas de la conduction par les rayons de Röntgen. Le *signe contraire* des électrisations obtenues d'une part par Beattie dans le cas de l'uranium, et d'autre part par moi-même [1] dans le cas des gaz röntgenisés, peut s'expliquer par la différence des méthodes employées. Pour obtenir de l'électrisation à l'aide d'air röntgenisé, un courant d'air rapide était dirigé tout près du fil chargé. Dans ce cas, l'électricité obtenue est de signe contraire à celle du fil, car ce sont les particules chargées de signe contraire au fil qui sont entraînées avant de l'avoir atteint. Dans le cas de l'uranium, le courant d'air remplissait toute la section de l'espace compris entre les électrodes;

---

[1] *Phil. Mag.*, avril 1897.

[illegible] on doit s'attendre à obtenir de [illegible] de l'uranium.

4. — [illegible] par les fines toiles métalliques.

[illegible] l'uranium perd toute trace de con- [illegible] un tampon d'ouate ou n'im- [illegible]. Cette propriété de l'ouate et [illegible] premier abord surprenante, car il est [illegible] dimensions moléculaires [illegible] par de petits orifices; mais un peu [illegible] comme les molécules, sont conti- [illegible] de plus, ont des charges libres. [illegible] distance d'un corps solide [illegible] abandonnent leur charge [illegible]. Par suite de la rapidité de diffusion des [illegible] d'une toile métallique, présentant des [illegible] comparaison des diamètres des ions, peut [illegible] donne quelques résultats obte- [illegible]. La toile avait deux fils par milli- [illegible] par le métal étant grossièrement égale à la [illegible] serrées les unes contre [illegible] en A (fig. 9). On main- [illegible] du tube à peu près constante, [illegible] de l'air après son passage à travers [illegible]. Ce Tableau donne les vitesses de déperdition [illegible] différents nombres de toiles.

Nombre de toiles métalliques.	Vitesse de la décharge en divisions par minute.
0	44
1	32,5
2	26,5
3	19,5
4	10,5
5	6

Après avoir traversé cinq toiles, l'air avait perdu les $\frac{6}{7}$ de sa con-

(1) J.-S. Townsend, *Phil. Mag.*, t. XLV, juin 1898.

ductibilité primitive. D'autres expériences effectuées avec des toiles ayant différents degrés de finesse ont donné le même résultat général. Le pouvoir de décharge varie avec la finesse de la toile, et semble dépendre plutôt du rapport de la surface du métal à la surface des ouvertures que de la dimension absolue des ouvertures. Si une toile de cuivre arrête si facilement les ions contenus dans le gaz, on conçoit aisément qu'un petit tampon d'ouate les interceptera tous. La perte rapide de conductibilité est alors due à la petitesse de la particule chargée et à la grande vitesse de diffusion qui en résulte.

§ 19. — Remarques générales.

La cause et l'origine du rayonnement continuellement émis par l'uranium et par ses sels demeurent un mystère.

Tous les résultats obtenus tendent à cette conclusion que l'uranium produit des types de radiations qui, en ce qui concerne leur action sur les gaz, sont analogues aux rayons de Röntgen et aux rayons secondaires émis par les métaux quand les rayons de Röntgen viennent à les frapper. S'il n'y a ni polarisation, ni réfraction, la similitude est complète. J.-J. Thomson (1) a émis l'hypothèse que les constituants de l'atome, en changeant leur mode de groupement, donnent naissance à des effets électriques tels que ceux produits dans l'ionisation d'un gaz. Les résultats de Röntgen (2) et de Wiedemann (3) semblent indiquer que, lors de l'ionisation, une radiation est émise, qui présente des propriétés analogues à celles des rayons de Röntgen peu pénétrants. L'énergie dépensée dans la production des rayons uraniques est probablement très faible, de sorte que le rayonnement pourrait continuer longtemps sans beaucoup diminuer l'énergie interne de l'uranium. On a cherché l'effet de la température de l'uranium sur l'intensité du rayonnement produit, à l'aide d'un dispositif analogue à celui décrit au paragraphe 11. Les rayons étaient complètement absorbés dans le gaz. On a chauffé le récipient jusqu'à 200° C. sans observer de différence bien notable dans la vitesse de décharge. Les résultats de telles expériences sont difficiles à interpréter, car on ignore comment varie l'ionisation avec la température.

Je n'ai pu observer aucuns rayons secondaires produits quand les

---

(1) *Proc. Camb. phil. Soc.*, t. IX, 8e partie, 1898, p. 397.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898.
(3) *Zeit. f. Electrochemie*, t. II, 1895, p. 159.

rayons de l'uranium tombent sur un métal. De telles radiations existent probablement, mais leurs effets sont trop faibles pour pouvoir être mesurés.

L'auteur termine par des remerciements adressés au professeur J.-J. Thomson.

LA DÉCHARGE DES CORPS ÉLECTRISÉS
PAR LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE,

PAR E. RUTHERFORD.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Proc. of the Cambr. Phil. Soc., t. IX, 21 février 1898, p. 401-417.

L'action générale de la lumière ultra-violette sur la décharge des corps électrisés a fait l'objet des recherches de nombreux expérimentateurs. C'est Hertz (1) qui, en 1887, signala le premier l'action des rayons ultra-violets sur l'étincelle disruptive. Wiedemann et Ebert (2) montrèrent que l'électrode négative est le siège de cette action et firent l'étude de son effet général sur les décharges à potentiel élevé. Hallwachs (3) et Righi (4) constatèrent que le zinc et d'autres métaux se chargent positivement sous l'action de la lumière ultra-violette. Ces résultats ont été généralisés par Elster et Geitel (5), qui ont publié une série de Mémoires sur la décharge produite par les rayons ultra-violets, dans des conditions variées, et qui ont également (6) étudié l'action d'un champ magnétique sur la décharge aux basses pressions. Stoletow (7) a examiné en détail la relation entre le courant et la force électromotrice dans la décharge effectuée sous de faibles voltages et à différentes pressions.

La plupart de ces Mémoires traitent du caractère général de la décharge, mais on ne s'est pas encore spécialement occupé de la nature de cette conduction, ni de celle des particules chargées qui

(1) *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.
(2) *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 241.
(3) *Phil. Mag.*, t. XXVI, p. 78.
(4) *Phil. Mag.*, t. XXV, 1888, p. 314.
(5) *Wied. Ann*, t. XXXVIII, p. 40, 497; t. XXXIX, p. 332; t. XLI, p. 162, 166; t. LII, p. 433; t. LV, p. 684.
(6) *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 166.
(7) *Journ. de Russ. Phys.*, t. XXI, 1889; *Journ. de Phys.*, t. IX, 1890, p. 468.

produisent la décharge. Lenard et Wolff [1] ont publié un Mémoire très intéressant où ils examinent l'action d'une surface, qui a reçu des rayons ultra-violets, sur la condensation d'un jet de vapeur situé dans le voisinage : leurs résultats les ont conduits à cette conclusion que beaucoup de corps subissent une véritable désagrégation sous l'action de la lumière ultra-violette, et que les particules ainsi détachées deviennent de véritables noyaux pour la condensation du jet de vapeur. Toutefois, à la lumière d'expériences plus récentes, ces résultats sont susceptibles d'être interprétés autrement.

R. v. Helmholtz [2] a montré qu'un jet de vapeur est influencé quand on produit une action chimique dans le voisinage. Richarz [3] a fait voir que les rayons de Röntgen produisent la condensation dans un jet de vapeur, et C.-T.-R. Wilson [4] a récemment observé que les ions produits sous l'action des rayons de l'uranium ou des rayons de Röntgen deviennent, dans certaines conditions, des noyaux de condensation pour la vapeur d'eau qui les entoure. Il a aussi démontré ce fait important, auquel on ne semble pas avoir pris garde, que la lumière ultra-violette produit des nuages dans l'air humide ordinaire d'une façon absolument indépendante de la présence d'un corps solide quelconque dans le voisinage. Cet effet doit avoir compliqué ceux qu'ont observés Lenard et Wolff, et les résultats plus généraux concernant la propriété qu'ont les ions de produire la condensation semblent indiquer que, probablement, ceux que ces physiciens ont obtenus peuvent être attribués à la présence d'ions gazeux libres plutôt qu'à des particules solides détachées du métal.

Le Mémoire actuel a pour but d'exposer les résultats des recherches que j'ai entreprises sur les particules chargées auxquelles est due l'électrisation négative produite sous l'action de la lumière ultra-violette, et de montrer que, vraisemblablement, la majeure partie de la charge est portée par les ions gazeux produits à la surface du plateau chargé négativement.

Pour obtenir une décharge à l'aide de rayons ultra-violets, la lumière doit tomber sur une surface chargée négativement. On n'obtient aucune décharge, si l'on fait arriver le faisceau de lumière entre les deux plateaux, sans qu'il tombe sur aucun d'eux. Sous ce rapport, l'action de

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1888, p. 443.
(2) *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 1; t. XL, 1890, p. 161.
(3) *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 592.
(4) *Proc. Cambr. phil. Soc.*, t. IX, part. VII, 1897, p. 333.

la lumière ultra-violette est très différente de celles des rayons de Röntgen ou de ceux de l'uranium, qui produisent l'ionisation de chaque élément de volume du gaz traversé par eux. Henry (1) a cherché à résoudre la question de savoir si la lumière ultra-violette produit une ionisation appréciable du gaz qu'elle traverse : ses expériences, effectuées avec les vapeurs d'iode et d'iodure de méthyle, qui deviennent l'une et l'autre très conductrices sous l'action des rayons de Röntgen, n'ont donné que des résultats négatifs. Le résultat de C.-T.-R. Wilson, d'après lequel une lumière ultra-violette intense produit un nuage dans l'air humide, rend possible l'existence d'une légère ionisation cubique du gaz traversé par la lumière ultra-violette, mais cet effet semble trop faible pour être mesuré par des procédés électriques, et, dans toutes les expériences qui suivent, on a supposé que la surface du plateau chargé négativement est le siège de l'action de la décharge produite par les rayons ultra-violets.

Si l'on fait tomber de la lumière ultra-violette sur une surface chargée négativement, par exemple sur un plateau de zinc poli, puisque le conducteur se décharge lentement, il semble probable que, si la décharge est due au transport de particules chargées, ces particules puissent être entraînées en dirigeant un courant d'air suffisamment rapide normalement à la direction de leur déplacement.

C'est ce que Zeleny (2) a montré expérimentalement, en faisant voir qu'on obtient un gaz chargé négativement en soufflant le long du plateau chargé négativement pendant l'action de la lumière ultra-violette. Ce gaz a des propriétés analogues au gaz électrisé qu'on obtient par la séparation des ions dans l'ionisation effectuée par les rayons de Röntgen (3), car il perd facilement sa charge et ne peut traverser un tampon d'ouate sans l'abandonner.

J'ai observé le même fait d'une façon indépendante; j'ai également examiné l'effet des courants d'air longeant les électrodes, en particulier dans le but de déterminer la mobilité des particules chargées.

Avant d'indiquer les résultats généraux obtenus, il est nécessaire d'attirer l'attention sur les phénomènes observés par Bichat et Blondlot (4). Ils ont trouvé que si un plateau isolé de zinc était soumis à l'action de rayons ultra-violets, tous les conducteurs voisins

---

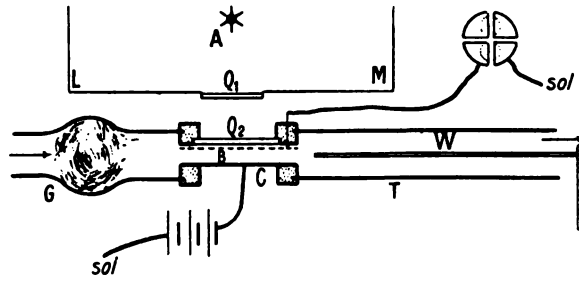
(1) *Proc. Camb. phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 319.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898.
(3) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLIII, 1897.
(4) *Comptes rendus*, t. XVII, 1888, p. 29.

étant reliés au sol, le potentiel auquel on pouvait le porter était multiplié par 6 ou 7, quand on balayait le plateau par un courant d'air. Ils ont trouvé que cette action est indépendante de la poussière et de l'humidité. On peut, de cette façon, facilement élever le potentiel d'un plateau de zinc amalgamé à 15 volts en quelques minutes, tandis que, sous l'action de la lumière ultra-violette seule, on ne pourrait l'élever qu'à un potentiel inférieur à 2 volts.

J'ai aussi constaté que la vitesse de déperdition d'un conducteur chargé négativement est beaucoup plus grande quand on dirige contre lui un rapide courant d'air dénué de poussières. Un plateau de zinc poli, chargé à — 8 volts, placé à 10^{cm} d'un autre plateau, a donné une vitesse de déperdition douze fois plus grande que sous l'action de la lumière ultra-violette seule. Le courant d'air semble aider la force électromotrice à enlever la charge négative. On doit en tenir compte toutes les fois que des courants d'air tombent sur des surfaces chargées négativement.

La figure 1 montre la disposition générale de cette expérience.

Fig. 1.



Un courant d'air, produit par un soufflet ou un gazomètre, passait entre deux électrodes planes parallèles B et C, et circulait ensuite à l'intérieur d'un cylindre d'aluminium isolé T. On enlevait autant que possible les poussières de l'air en le forçant à traverser, avant d'atteindre les plateaux, une ampoule G contenant un tampon serré d'ouate. Une lampe à arc A constituait la source de lumière ultra-violette. Cette lumière traversait une plaque de quartz Q_1 qui couvrait une fenêtre ménagée dans l'écran métallique LM entourant l'arc, puis une seconde plaque de quartz Q_2, enfin une fine toile métallique B, et tombait sur le plateau métallique C, généralement en zinc poli ou amalgamé. Les hachures en lignes pointillées indiquent la

position des isolants qui servaient à isoler les uns des autres la toile métallique B, le plateau C et le tube T. Un fil isolé W était placé suivant l'axe du cylindre T.

Dans une expérience, le plateau C était long de $4^{cm},2$, large de $1^{cm},5$ et situé à 8^{cm} de la toile métallique B. Comme la surface de l'ouverture rectangulaire par où l'air passait n'était que de $1^{cm^2},2$ on pouvait facilement obtenir des vitesses de courant d'air égales à 300^{cm} ou 400^{cm} par seconde.

Première expérience. — C était relié au pôle négatif d'une batterie de 8 volts, l'autre pôle étant relié au sol. La toile métallique B était reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre étant au sol. Toutes les autres parties de l'appareil étaient reliées au sol. Quand la lumière ultra-violette agissait, le plateau C perdait une charge négative que recueillait la toile B, et l'aiguille de l'électromètre montrait une déviation de

$$60^{div} \text{ par minute.}$$

En faisant passer un courant d'air rapide entre les plateaux, on arrêtait complètement l'aiguille de l'électromètre; ceci montrait que les particules chargées négativement, après avoir quitté C, étaient complètement entraînées par le courant d'air.

En chargeant C à un potentiel de — 24 volts, la vitesse de déperdition correspondait à

$$170^{div} \text{ par minute;}$$

avec le courant d'air, elle était réduite à

$$8^{div} \text{ par minute;}$$

par suite, moins de $\frac{1}{20}$ de la charge provenant de C atteignait la toile B. En chargeant C à des potentiels plus élevés, la proportion des particules chargées qui pouvaient atteindre la toile métallique sans être balayées par le courant d'air augmentait. En diminuant ou en augmentant la vitesse du courant d'air, les autres conditions restant identiques, on augmentait ou l'on diminuait le nombre des particules chargées recueillies par la toile métallique.

Deuxième expérience. — On a vu que l'on peut empêcher la totalité ou une partie des particules chargées d'atteindre la toile métal-

lique B. Il faut montrer à présent ce que deviennent celles qui ont été entraînées hors de l'espace limité par les deux plateaux. Le plateau C était chargé à — 24 volts et la toile métallique reliée au sol. Le cylindre d'aluminium T était relié à l'un des pôles d'une batterie de 30 volts, et le fil W à l'électromètre. On ne constatait aucune déviation de l'électromètre sous l'action des seuls rayons de l'arc. Si T était chargé négativement, la production du courant d'air chargeait W négativement. Si la charge de T était positive, rien de tel n'avait lieu. On en conclut qu'un gaz chargé négativement a circulé à l'intérieur du cylindre; dans le premier cas, il a cédé sa charge au fil central; dans le second cas, au cylindre T. Un excellent procédé pour évaluer la charge totale entraînée consiste à placer un tampon d'ouate à l'intérieur du tube : l'air qui le traverse se trouve complètement déchargé.

Troisième expérience. — Si le tube d'aluminium T, ayant 30^{cm} de longueur et $1^{cm},1$ de diamètre, était relié à l'électromètre, et le fil central enlevé, on trouvait que le gaz circulant dans le tube lui cédait une partie de sa charge. Dans une expérience, la vitesse de l'air étant d'environ 150^{cm} par seconde, $\frac{1}{3}$ du gaz était déchargé par le tube : on pouvait s'attendre à ce résultat, car les particules chargées se repoussent mutuellement vers les parois du tube. Si la densité cubique d'électrisation était uniforme à travers toute la section du tube, une telle expérience nous permettrait de calculer la vitesse avec laquelle la particule se meut par suite de cette répulsion mutuelle, mais cette condition n'est pas remplie ici.

Quatrième expérience. — On peut recueillir toute la charge entraînée en dehors de l'espace limité par les électrodes B et C. Dans une expérience, on mesurait la vitesse de déperdition de C sous l'action du courant d'air : une partie de la charge cédée par C était recueillie par la toile métallique B, une autre partie par le tube T, le reste par le tampon d'ouate. On a trouvé que la somme des trois vitesses de charge correspondantes était à peu près égale à la vitesse de déperdition de C.

Mobilité de l'ion chargé.

Les expériences générales sur les effets d'un courant d'air passant entre deux électrodes, pendant l'action des rayons ultra-violets,

peuvent s'expliquer simplement dans l'hypothèse suivante : les particules chargées négativement, qui partent de la surface C, se dirigent vers la toile métallique B avec une vitesse proportionnelle à la force électromotrice agissant entre les deux plateaux.

Soient :

u la mobilité de la particule chargée (vitesse dans un champ de 1 volt par centimètre);
d la distance comprise entre les plateaux;
l leur longueur;
v la différence de potentiel en volts entre les plateaux.

Par suite, le temps t, mis par la particule pour passer d'un plateau à l'autre, est donné par

$$t = \frac{d}{u\frac{v}{d}} = \frac{d^2}{uv}.$$

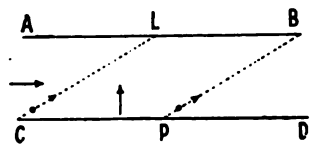
Si, à présent, U désigne la vitesse du courant d'air, le temps t_1 mis par l'air à parcourir la longueur des électrodes est donné par

$$t_1 = \frac{l}{U}.$$

En supposant la vitesse du courant d'air uniforme à travers toute la section de l'intervalle compris entre les plateaux, si t_1 est inférieur à t, aucune particule chargée, quittant C, ne pourra atteindre B; elles seront toutes entraînées par le courant d'air. Nous pouvons supposer que la particule parcourt une trajectoire rectiligne oblique par suite de la composition des deux vitesses, l'une parallèle, l'autre perpendiculaire aux plateaux; la particule échappera, à moins que cette diagonale ne vienne rencontrer la toile métallique B.

Soient AB, CD les deux plateaux (*fig.* 2). Supposons que les

Fig. 2.



ions soient produits uniformément le long de CD par l'action de la lumière ultra-violette. Une particule, provenant du point C se dé-

place suivant le chemin oblique CL et cède sa charge au plateau AB. Traçons BP parallèle à LC et coupant CD au point P. On voit qu'une particule, partie de P, atteindra juste B. Toutes celles qui partiront de la région située à droite de P n'atteindront pas AB, mais seront entraînées par le courant d'air; toutes celles qui partiront de la région située à gauche de P céderont leurs charges à AB. Le rapport ρ du nombre des ions entraînés au nombre total de ceux qui quittent le plateau CD est égal au rapport des deux longueurs PD et CD; on a donc

$$\rho = \frac{Ut}{l},$$

t désignant le temps employé par l'ion à traverser l'intervalle compris entre les plateaux; par suite,

$$\rho = \frac{U}{l} \times \frac{d^2}{uv},$$

ou bien

$$u = \frac{U}{l}\frac{d^2}{v\rho}.$$

Le rapport ρ est déterminé par l'expérience, et la vitesse U peut être mesurée; par suite, on peut calculer la mobilité u des ions.

Les expériences effectuées de la sorte ont donné pour la mobilité de l'ion dans l'air à la pression normale

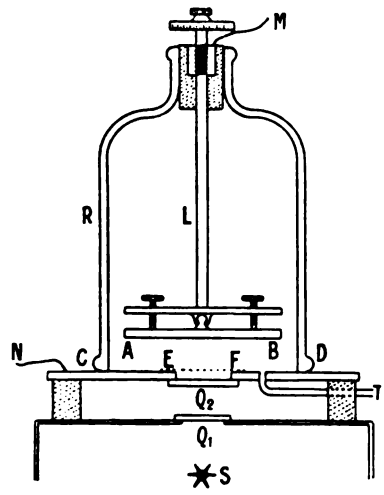
$$u = 1^{cm},5 \text{ par seconde environ.}$$

Toutefois, cette méthode n'est probablement pas susceptible de précision, par suite de la non uniformité de la vitesse de l'air à travers toute la section de l'intervalle compris entre les plateaux, et aussi des perturbations accidentelles dues au violent mouvement tourbillonnaire de l'air qui se produit quand on emploie des vitesses de l'ordre de 300^{cm} ou 400^{cm} par seconde. La méthode est aussi limitée pratiquement au cas de l'air, par suite de la grande quantité de gaz nécessaire pour une expérience; aussi ai-je été conduit à imaginer une méthode plus générale et plus satisfaisante pour la détermination de mobilité des ions.

La figure 3 indique la disposition générale : une cloche de verre était fixée sur un plateau CD en zinc présentant une ouverture circulaire EF. Un bouchon d'ébonite, à la partie supérieure de la cloche, était traversé par une tige L portant à une extrémité un plateau de

métal poli AB. Ce plateau AB était fixé à une articulation sphérique, et son orientation pouvait être réglée à l'aide de vis traversant un plateau solidaire de la tige. Une vis permettait d'élever ou d'abaisser le plateau AB, de l'extérieur du récipient. La cloche était assujettie sur le plateau de base à l'aide de cire à cacheter, et le tout placé sur des blocs isolants au-dessus d'une source de lumière ultra-violette S qui était soit une lampe à arc, soit un micromètre à étincelles. La lumière ultra-violette traversait d'abord une plaque de quartz Q_1, fixée sur une ouverture ménagée dans un grand écran métallique, puis la plaque de quartz Q_2 fermant l'ouverture EF, et enfin tombait sur le

Fig. 3.



plateau métallique AB. La toile métallique remplissait un double rôle : d'une part, elle se laissait traverser par une partie de la lumière ; d'autre part, elle se comportait électriquement comme une surface métallique plane. Le plateau AB, généralement en zinc poli, était réglé de façon à être rigoureusement parallèle au plateau de base. Tous les joints du récipient tenaient le vide, qu'on pouvait faire à l'aide d'un tube T.

Pour déterminer la mobilité des ions, la tige L, isolée grâce au bouchon d'ébonite, était reliée à l'une des paires de quadrants de l'électromètre à l'aide du fil M, l'autre paire de quadrants étant mise au sol. Le plateau de base CD était alors relié à l'une des bornes d'un transformateur de 100 volts, le courant étant fourni par les conduc-

teurs de distribution urbaine, et l'autre borne était au sol. Quand le plateau de base est chargé positivement, le plateau AB se charge par influence, et les ions négatifs, libérés par la lumière ultra-violette, se dirigent vers le plateau de base sous l'action de la force électromotrice agissant entre les deux plateaux. Si le plateau AB est très voisin de CD, un grand nombre de particules peuvent atteindre CD, et lui abandonner leur charge avant que la force électromotrice ne soit renversée. Tous les ions distribués entre les plateaux au moment du changement de signe de la force électromotrice rebroussent chemin vers le plateau supérieur, et, comme ce dernier est chargé positivement par influence, il n'y a plus d'ions produits pendant cette demi-période. Expérimentalement, on a trouvé que le plateau supérieur ne recevait aucune charge quand le plateau inférieur était chargé négativement et que la lumière ultra-violette agissait. On voit donc que le plateau AB perd une charge négative quand les plateaux sont près l'un de l'autre. Cette vitesse de déperdition décroîtra évidemment quand la distance entre les plateaux croîtra, jusqu'à ce qu'on atteigne une certaine valeur de la distance pour laquelle le plateau AB ne présente plus de perte de charge, bien que la lumière ultra-violette et la force électromotrice alternative agissent l'une et l'autre. Si le plateau est à cette distance, les premiers ions mis en liberté, quand AB devient négatif par influence, peuvent atteindre presque le plateau de base; mais, avant qu'aucun d'eux n'ait pu céder sa charge à ce plateau, la force électromotrice est renversée et ces ions rebroussent chemin vers le plateau d'où ils venaient. Pour toutes les distances supérieures à celle-là, il n'y a aucune perte de charge, mais le but de l'expérience est de déterminer *la plus courte* distance séparant les plateaux pour laquelle AB ne subisse aucune perte de charge. Cette limite est en général assez bien définie, comme le montre le Tableau suivant, qui donne la vitesse de déperdition, pour différentes distances du plateau de base.

Nombre de tours de vis.	Déviation de l'électromètre, pendant 30 secondes en divisions.
1	hors de l'échelle
3	290
5	220
7	120
8	35
9	2
9,5	0

La plus faible distance entre les plateaux pour laquelle la perte de charge soit négligeable est à peu près égale à neuf fois le pas de la vis; les nombres ci-dessus montrent combien la déviation décroît vite entre sept et neuf tours de la vis.

Soient :

u la mobilité d'un ion;
d la plus petite distance entre les deux plateaux pour laquelle la déperdition de AB soit nulle;
T la période du transformateur.

Supposons que la force électromotrice alternative soit de la forme

$$E_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

La distance dx, traversée par un ion pendant le temps dt, est égale à

$$dx = \frac{E_0}{d} \sin \frac{2\pi t}{T} u\, dt.$$

D'ailleurs, la distance parcourue par les ions partis les premiers est égale à d pendant le temps $\frac{T}{2}$. Donc, en intégrant les deux membres, on a

$$d = \frac{E_0}{d} \frac{T}{\pi} u,$$

ou bien

$$u = \frac{\pi d^2}{E_0 T}.$$

La distance d est déterminée par l'expérience; E_0 et T sont les constantes du transformateur; u est donc connu. Comme le circuit de l'électromètre est isolé avant que la force électromotrice ne soit appliquée au plateau inférieur, la vraie différence de potentiel entre les deux plateaux est plus faible que le potentiel du plateau inférieur, par suite de l'effet d'induction entre les deux plateaux. A cause de la rapidité des alternances, l'aiguille de l'électromètre n'indique aucun mouvement dû à l'effet d'induction; de sorte qu'il est nécessaire de déterminer la correction qu'il faut appliquer quand l'aiguille reste au repos. C'est ce qu'on peut faire simplement comme il suit.

Les deux paires de quadrants de l'électromètre étant isolées l'une de l'autre, une force électromotrice permanente est appliquée au

plateau inférieur. L'aiguille de l'électromètre est déviée, mais on la ramène à sa position primitive en appliquant une force électromotrice convenable à l'autre paire de quadrants. Soit r le rapport du potentiel appliqué au potentiel V du plateau de base. Le potentiel du circuit de l'électromètre est rV, et la véritable différence de potentiel entre les plateaux est $(1 - r)$V. On obtient donc la correction cherchée en mettant $(1 - r)E_0$ au lieu de E_0 dans l'équation qui donne la mobilité. Dans une expérience, cette correction atteint, par exemple, $\frac{3}{100}$, la distance entre les plateaux étant $0^{cm},8$.

La moyenne des résultats d'un grand nombre de déterminations a donné, dans l'air, une mobilité égale à $1^{cm},45$ par seconde environ.

On a employé pour ces expériences deux sources de lumière ultra-violette : une lampe à arc et une étincelle jaillissant entre deux pointes de zinc. Dans ce dernier cas, on chargeait deux grandes bouteilles de Leyde à l'aide d'une bobine de Ruhmkorff, la distance explosive étant d'environ $0^{cm},8$. Afin d'éliminer les effets électrostatiques, bouteilles, bobine et micromètre à étincelles, tout était placé dans une boîte métallique reliée au sol. La fenêtre située au-dessus des pointes de zinc était fermée hermétiquement par une plaque de quartz portant sur chacune de ses faces une fine toile métallique reliée au sol. Ce dispositif s'est comporté comme un écran électrostatique parfait.

Dans les expériences sur la mobilité des ions, la lumière de l'arc ne constitue pas une source de rayons ultra-violets aussi commode que l'étincelle. En général, l'arc donne une radiation plus intense, mais il présente l'inconvénient d'élever rapidement la température des plateaux et de l'air environnant, ce qui change la mobilité de l'ion, et rend très incertaine la détermination de la distance minimum pour laquelle il n'y a pas de déperdition appréciable. Sous ce rapport, la lumière de l'étincelle est beaucoup plus satisfaisante. C'est aussi une source plus constante, mais elle a le désavantage d'être intermittente.

Une cause d'erreur difficile à éviter dans la détermination de la vitesse des ions est due à l'irrégularité de la force électromotrice du secteur électrique urbain. Pendant la journée, les machines n'étant pas en pleine charge, la force électromotrice et la période subissaient souvent des variations rapides. Une autre cause d'erreur est l'hypothèse faite que la force électromotrice de l'alternateur est sinusoïdale. J'ai l'intention de continuer ces expériences en employant, au lieu du transformateur, une force électromotrice alternative produite en renversant le signe d'une force électromotrice continue à l'aide d'un

commutateur tournant convenable. On pourra, j'espère, obtenir de cette façon une valeur très exacte de la mobilité des ions dans des conditions variées de température et de pression.

Effets de différents métaux.

Quelle que soit la nature du métal qui reçoit la lumière ultra-violette, on a trouvé, dans tous les cas, à peu près la même valeur pour la distance minimum de déperdition nulle. Il en résulte que la mobilité de l'ion est indépendante de la nature du métal sur lequel la lumière tombe. Cela confirme l'hypothèse de la nature gazeuse de l'ion, qui ne peut pas être une particule métallique désagrégée.

Influence de la force électromotrice.

La mobilité de l'ion est indépendante du potentiel de la surface frappée par les rayons ultra-violets.

La vitesse des ions a été trouvée très sensiblement proportionnelle à la force électromotrice agissant entre les plateaux, un transformateur convenable ayant permis d'employer successivement des forces électromotrices efficaces de 95 volts, 365 volts et 700 volts.

Influence de la pression sur la mobilité des ions.

L'appareil décrit (*fig.* 3) a pu servir pour des pressions comprises entre 765^{mm} et 34^{mm} de mercure. Dans ces limites, la mobilité de l'ion est inversement proportionnelle à la pression. Ce résultat, d'après la théorie cinétique des gaz, montre évidemment que la particule chargée est de dimensions moléculaires : Si elle était très grande comparée à une molécule, sa vitesse dépendrait seulement de la viscosité du gaz, et, par suite, serait indépendante de la pression dans de larges limites.

Indication succincte des hypothèses nécessaires pour l'interprétation des résultats de Stoletow [1] sur la relation entre le courant et la force électromotrice pour différentes pressions.

Mobilités dans différents gaz.

La seconde colonne du Tableau suivant donne les mobilités trouvées, en centimètres par seconde, pour les ions négatifs de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique. Dans la première colonne, on a porté les valeurs trouvées par l'auteur dans un Mémoire précédent [2] pour la demi-somme des mobilités de l'ion positif et de l'ion négatif dans les mêmes gaz.

---

(1) *Journ. de Phys.*, t. IX, 1890, p. 468.

(2) Voir dans ce *Recueil*, p. 632.

Gaz.	Mobilité dans la conduction due aux rayons de Röntgen.	Mobilité dans la conduction produite par les rayons ultra-violets
Air.....	1,6	1,4
Hydrogène.....	5,2	3,9
Gaz carbonique.....	1,07	0,78

L'accord entre les deux séries de nombres semble bien indiquer que la particule chargée est la même dans les deux types de conduction. Le mécanisme de l'ionisation du gaz serait donc le même dans les deux cas.

LES DÉVIATIONS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE
DES RAYONS PEU PÉNÉTRANTS DU RADIUM,

PAR E. RUTHERFORD.

Analysé par Paul LANGEVIN.

Philosophical Magazine, 6e série, t. V, 1903, p. 177 à 187.

Le radium émet trois espèces différentes de radiations :

1° Les rayons α, qui sont aisément absorbées par des couches minces de matière et qui produisent dans les gaz la plus grande partie de l'ionisation observée dans les conditions ordinaires.

2° Les rayons β constitués par des particules négatives lancées avec une grande vitesse et qui ressemblent, à tous les points de vue, aux rayons cathodiques produits dans un tube de Crookes.

3° Les rayons γ qui ne sont pas déviés par un champ magnétique et qui sont extrêmement pénétrants.

Ces divers rayons diffèrent beaucoup par leurs pénétrations. Les nombres approximatifs suivants donnent les épaisseurs d'aluminium traversées avant que l'intensité soit réduite à la moitié de sa valeur :

	cm
Rayons α	0,0005
» β	0,05
» γ	8

Le présent Mémoire rend compte de quelques expériences montrant que les rayons α sont déviables par des champs électrique et magnétique intenses, en sens inverse des rayons cathodiques, de sorte que ces rayons α doivent consister en particules chargées positivement projetées avec une grande vitesse, selon l'hypothèse émise par Strutt (1) et par Crookes (2). La petitesse de la déviation magnétique des rayons α comparée à celle des rayons β est mise en évidence par

(1) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1900.
(2) *Proc. Roy Soc.*, 1900.

ce fait que les rayons α, lancés à angle droit d'un champ magnétique de 10000 unités C.G.S., décrivent un arc de cercle de 39^{cm} de rayon, tandis que dans les mêmes conditions des rayons cathodiques décriraient un cercle de $0^{cm},01$ de rayon.

Déviation magnétique des rayons.

Un sel de baryum radifère d'activité 19000 est placé en couche mince au fond d'une boîte rectangulaire de plomb fermée à la partie supérieure par une feuille d'aluminium mince qui la sépare d'un électroscope à feuille d'or de Wilson. De l'hydrogène circule dans l'électroscope et dans la boîte pour diminuer l'absorption des rayons α qui, avant d'arriver à la feuille d'aluminium, passent entre 20 ou 25 lames de laiton parallèles et très voisines.

Un champ magnétique intense (8370 unités) horizontal et parallèle aux lames de laiton diminue beaucoup la conductibilité produite par les rayons α dans l'électroscope et doit, par suite, dévier ceux-ci vers les lames de laiton qui les absorbent. Étant donnée la très faible distance de ces lames, une déviation très faible des rayons α suffit pour les arrêter. Le tableau suivant indique les résultats :

		Vitesse de décharge de l'électroscope en volts par minute.
(1)	Sans champ magnétique	8.33
(2)	Avec champ »	1.72
(3)	Radium couvert d'une mince feuille de mica pour absorber tous les rayons α	0.93
(4)	Radium couvert de mica avec champ magnétique	0.92

La feuille de mica, de $0^{cm},01$ d'épaisseur, absorbait les rayons α et laissait passer les rayons β et γ. La différence entre (1) et (3), 7,40 volts par minute, donne la décharge due aux rayons α seuls; la différence entre (2) et (3), 0,79, donne la décharge due aux rayons α non déviés par le champ magnétique, soit environ 11 pour 100 du total. Il est probable que les rayons β étaient déviés complètement par le champ magnétique résiduel de l'électro-aimant non excité. La portion déviée des rayons α s'est montrée à peu près proportionnelle au champ magnétique.

Pour déterminer le sens de la déviation on a rendu dissymé-

triques les intervalles entre les lames de laiton en les fermant à moitié d'un seul côté à la partie supérieure. Si la déviation incline les rayons du côté fermé, la diminution de décharge est beaucoup plus grande que si elle les incline du côté ouvert. On a trouvé que la déviation était du sens prévu pour des particules chargées positivement.

Déviation électrostatique des rayons.

L'appareil est le même que le précédent, à cela près que les lames de laiton sont isolées les unes des autres et peuvent être reliées de deux en deux, les deux systèmes ainsi formés étant portés à des potentiels différents de manière qu'on établit un champ électrique intense dans chacun des intervalles. Ce champ dévie les rayons α et diminue la décharge dans l'électroscope. Un champ de 1200 volts par centimètre (600 volts pour $0^{cm},055$ entre deux lames de laiton consécutives) produit une diminution de 7 pour 100 dans la décharge de l'électroscope.

Vitesse des rayons.

Les résultats précédents permettent de calculer que le produit constant du champ magnétique H par le rayon de courbure ρ de la trajectoire des rayons α est environ

$$H\rho = 390.000.$$

En tenant compte également de la déviation électrostatique on obtient, par les relations connues, pour la vitesse,

$$V = 2.5 \times 10^9 \text{ cm. par sec.}$$

et, pour le rapport de la charge à la masse,

$$\frac{e}{m} = 6 \times 10^3.$$

Les rayons α sont donc analogues aux kanalstrahlen de Goldstein que Wien a démontré être constitués par des particules positives en mouvement rapide. La vitesse des rayons α est cependant beaucoup plus grande que celle des kanalstrahlen.

DE LA CONDUCTIVITÉ OU DE L'IONISATION

PRODUITES

PAR LA LUMIÈRE, PAR LES RAYONS X,
PAR LES RAYONS SECONDAIRES DES RAYONS X
OU PAR DES PROJECTIONS D'IONS,

EXTRAITS DES PUBLICATIONS DE G. SAGNAC [1].

En ce qui touche aux questions d'ionisation, on peut extraire des recherches que j'ai faites de 1896 à 1900 les études suivantes :

1° Les remarques au sujet de l'analogie des phénomènes d'ionisation, de conductibilité électrique, de luminescence, d'image latente photographique, faites au cours de mes recherches sur l'optique des rayons X, et un essai de théorie de la *réaction retardée* d'un corps soumis à l'action d'une radiation.

2° Les expériences sur l'ionisation des gaz par les rayons secondaires. J'ai donné ce nom aux rayons *ionisants* qui divergent, comme je l'ai montré le premier (*Comptes rendus*, t. CXXV, 1897, p. 230, 942, etc.), de chaque élément de matière frappé par les rayons X. Je les ai comparés d'une part aux rayons lumineux ultraviolets, d'autre part aux rayons cathodiques (*Société française de Physique*, 17 décembre 1897; *Éclairage électrique*, 12 mars 1898) et cette double comparaison s'est trouvée justifiée par la suite.

---

[1] **Bibliographie.** — *Recherches sur les rayons X et les rayons secondaires qui en dérivent* (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXII, 1896, p. 783; t. CXXV, 1897, p. 168, 230 et 942; t. CXXVI, 1898, p. 36, 467, 521 et 887; t. CXXVII, 1898, p. 46; t. CXXVIII, 1899, p. 300 et 546; t. CXXX, 1900, p. 320 et 1013).

Éclairage électrique, t. XIII, 1897, p. 531; t. XIV, 1898, p. 466; *loc. cit.*, p. 509; *loc. cit.*, p. 547; t. XVII, 1899, p. 41, et t. XIX, 1899, p. 201.

Journ. de Phys., 3e série, t. VIII, 1899, p. 65, 333 et 644; t. X, 1901, p. 669, et 4e série, t. I, 1902, p. 13.

Annales de Chimie et de Physique, 7e série, t. XXII, 1901, p. 394; *loc. cit.*, 1901, p. 493; *loc. cit.*, t. XXIII, 1901, p. 145. Ces trois Mémoires qui renferment l'ensemble de mes recherches sur les rayons X et les rayons secondaires sont réunis dans ma thèse de doctorat : *De l'optique des rayons X et des rayons secondaires qui en dérivent* (Paris, Gauthier-Villars, 1900).

3° Les expériences sur l'ionisation des métaux par les rayons X, que j'ai exécutées en collaboration avec M. P. Curie (*Comptes rendus*, t. CXXX, p. 1013). Ces expériences ont montré que les rayons secondaires très absorbables renferment des charges négatives, des rayons cathodiques, analogues aux rayons cathodiques de Righi et de Lenard que la lumière excite d'une manière analogue en frappant les métaux. Dorn a séparé les rayons secondaires par l'action de l'aimant en rayons déviables et en rayons non déviables. Les premiers sont comparables aux rayons cathodiques; les seconds sont comparables aux rayons X ou aux rayons ultra-violets.

4° Les expériences sur les projections d'ions que j'ai obtenues dans l'air à la pression atmosphérique à travers les ouvertures d'un écran électrique de Faraday (*Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 320) et que Righi a observées après moi (*R. Accad. d. Sc. d. Istituto di Bologna*, 5e série, t. X, 1903, p. 371).

I. — SUR LES VARIATIONS DE CONDUCTIBILITÉ ET LES PROPRIÉTÉS DES CORPS EXPOSÉS A DES RADIATIONS.

Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXV, 19 juillet 1897 et des *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. XXII, p. 423.

A. *Corrélations et analogies.* — Un corps exposé à des radiations (lumière, rayons X) acquiert des propriétés nouvelles que je considère comme autant d'aspects divers d'une même modification de l'état du corps. Telles sont :

1° La variation de *conductibilité électrique* des sels d'argent insolés (S. Arrhénius, *Wien. Berichte*, 2e *Abtl.*, t. XCI, 1887, p. 387).

2° L'*image latente* photographique que les mêmes sels, émulsionnés ou non dans la gélatine, acquièrent sous l'action des mêmes radiations (photographie au gélatinobromure ou daguerréotypie).

3° La conductibilité électrique du *soufre* insolé (Monckmann, *Proc. R. S. L.*, t. XLVI, p. 136).

4° La propriété du *soufre* insolé de noircir dans la vapeur de

mercure et de donner une sorte d'image photographique qui, je l'ai observé, se renverse par une surexposition prolongée au soleil.

5° La variation de conductibilité électrique du *sélénium* exposé à la lumière (W. Siemens, W. Smith, Bellati et Romanese, Fritts, S. Kalisher, Majorana, etc.) ou bien exposé aux rayons X (Perreau. Threlfall et Pollock).

6° La réserve d'énergie des corps exposés aux radiations, réserve qui se dépense en émission de radiations (luminescence appelée tantôt *fluorescence,* tantôt *phosphorescence*) qui peut se conserver un temps plus ou moins long et se dégager sous l'influence d'une élévation de température ou de l'action de radiations incapables par elles-mêmes de provoquer la luminescence (Becquerel, *La Lumière*).

La variation de conductibilité électrique, l'image latente, l'emmagasinement d'énergie et la luminescence, malgré leur diversité, sont, je pense, des phénomènes corrélatifs. Les deux premiers sont, dès à présent, constatés avec les sels d'argent, avec une plaque de soufre. On sait que des rayons de grandes longueurs d'onde peuvent détruire l'image latente produite par des rayons de longueurs d'onde plus courtes; l'action est remarquable avec les plaques de Daguerre (Claudet, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 3e série, t. XXII, p. 332); or les rayons de grandes longueurs d'onde peuvent accélérer et détruire la phosphorescence; ils provoquent alors sous forme d'émission lumineuse le dégagement rapide de l'énergie emmagasinée par le corps lors de son illumination (Becquerel, *La Lumière*).

Enfin on est conduit à rattacher aux propriétés précédentes la conductibilité électrique spéciale que présentent les gaz traversés par les rayons X.

Depuis que j'ai fait ces rapprochements, ils n'ont fait que s'accentuer. En particulier, E.-L. Nichols et E. Merritt ont trouvé que les solutions fluorescentes présentent un accroissement de conductibilité électrique quand on les éclaire par des radiations qui provoquent cette fluorescence et ils attribuent cet effet à une sorte d'ionisation (*The Physical Review*, t. XIX, p. 447).

B. *Réaction retardée des corps illuminés.* — L'étude d'une nouvelle classe d'effets que j'ai appelés *maximums* et *minimums* apparents de l'impression photographique, rétinienne ou radiographique, m'a conduit à imaginer que la modification d'une matière illuminée provoque une réaction de cette matière contre cette modification et que cette réaction se transmet dans un petit cercle d'activité autour de son centre d'excitation. C'est cette réaction qui impose une limite

à la modification de la matière exposée à une radiation constante. C'est cette réaction qui détruit et fait disparaître plus ou moins vite la modification lorsque la radiation a cessé d'agir.

J'ai été conduit à imaginer que l'effet n de la réaction du corps se développe avec un certain *retard* et que la vitesse $\frac{dn}{dt}$ de son action négative augmente à chaque instant t avec l'intensité i de la modification du corps relative à une époque antérieure $(t - t_0)$. A chaque instant $\frac{di(t)}{dt} = \frac{dp(t)}{dt} - \frac{dn(t)}{dt}$ en appelant $p(t)$ la modification que produirait la radiation en l'absence de la réaction.

On peut comparer $\frac{dp}{dt}$ à une vitesse de dissociation et $\frac{dn}{dt}$ à une vitesse de recombinaison *retardée*. Par hypothèse, posons

$$\frac{dn}{dt} = bi(t - t_0). \tag{1}$$

Cherchons la *loi du régime variable dans le retour à l'équilibre* qui se produit quand on supprime l'action de la radiation. p demeure constant. Alors $\frac{di}{dt} = -\frac{dn}{dt}$ et (1) devient

$$\frac{di}{dt} = -bi(t - t_0). \tag{2}$$

On démontre que, si $t_0 = 0$, $i = Ce^{-bt}$. Mais le retard t_0 modifie profondément ce résultat : l'*évolution du corps est à chaque instant déterminée par la suite de ses états antérieurs.*

L'équation (2) permet de calculer i par intégrations de proche en proche par intervalles successifs égaux à t_0. On peut aussi se servir de la forme de l'intégrale générale. On trouve

$$i(t) = \sum Ce^{rt},$$

r étant racine réelle ou imaginaire de

$$r + be^{-rt_0} = 0. \tag{3}$$

En remarquant que (3) a une seule racine réelle r_0 on trouve

$$i(t) = C_0 e^{r_0 t} + \sum Ce^{\alpha t} \sin(\beta t + C'), \tag{4}$$

la valeur de r_0 est négative. Les valeurs positives de α sont à rejeter

si l'on admet que $i(t)$ ne peut que tendre vers zéro et non pas prendre des valeurs absolues indéfiniment grandes.

Les constantes C_1, C_2, C_3 se déterminent non par de simples conditions aux limites, mais par les conditions relatives à tout un intervalle de temps t_1.

On voit que l'impression i du corps, qui définit par exemple l'impression photographique, est la superposition d'une série d'impressions qui se dissipent avec des vitesses différentes : l'une suivant une loi purement exponentielle, les autres, introduites par le retard t_0, suivant des oscillations sinusoïdales amorties dont les fréquences successives $\frac{2m}{2\pi}$ sont de plus en plus voisines de $\left(m - \frac{3}{4}\right)\frac{1}{t_0}$. La série (4) peut être regardée comme une extension de la série de Fourier aux régimes variables, les exponentielles $e^{r_0 t}$, $e^{\alpha t}$, qui tendent vers zéro quand le temps t augmente indéfiniment, y remplacent les coefficients constants de la série de Fourier.

La loi du régime variable de l'impression i du corps exposé à un rayonnement constant ou *loi du gain de l'impression* se discute d'après la condition $\frac{di}{dt} = \frac{dp}{dt} - bi(t - t_0)$.

Si l'on admet que la vitesse $\frac{dp}{dt}$ de l'effet positif est une constante a, on ramène la forme de i à la forme déjà obtenue retranchée de $\frac{a}{b}$. On a

$$i(t) = \frac{a}{b} - C_0 e^{r_0 t} - \sum C e^{\alpha t} \sin(\beta t + C'),$$

où r_0 et α ont des valeurs négatives; pour t indéfiniment croissant $i(t)$ a ainsi la limite $\frac{a}{b}$ qui est atteinte en général par oscillations. Cette limite est la même que si le retard t_0 n'existait pas, cas où l'on aurait simplement $i(t) = \frac{a}{b} - Ce^{-bt}$.

Le retard t_0, en introduisant les termes oscillatoires amortis et l'influence des états antérieurs, donne une variété remarquable aux formes de courbes d'aller et de retour, bien qu'il y ait seulement deux constantes indépendantes b et t_0 pour les courbes de retour et trois constantes indépendantes a, b, t_0 pour les courbes d'aller.

Pour interpréter les variations progressives de conductibilité d'un corps pendant ou après l'action d'une radiation, on pourra utiliser, je pense, la théorie qui précède, en la reprenant avec $\frac{dn}{dt} = bi^2$ au lieu de bi, par analogie avec la loi de recombinaison des ions dans les gaz.

II. — IONISATION PAR LES RAYONS SECONDAIRES DÉRIVÉS DES RAYONS X.

A. Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (t. CXXV, 26 juillet 1897, p. 231).

..... Les différents métaux exercent sur les rayons X une absorption élective. En même temps la couche superficielle du métal émet de nouveaux rayons absorbés beaucoup plus que les rayons X par le mica, l'aluminium, le papier, ... l'air lui-même.

On est conduit naturellement à penser que les nouveaux rayons, absorbés par l'atmosphère adjacente au métal, la rendent conductrice de l'électricité au même titre que les rayons X incidents eux-mêmes.....

B. Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (t. CXXV, 6 décembre 1897, p. 944).

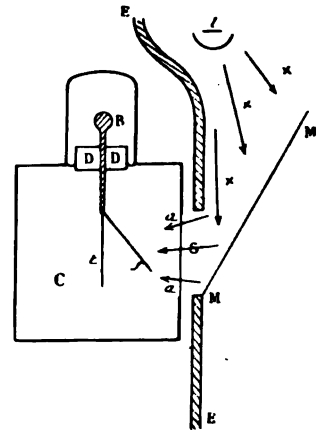
..... Comme je l'avais annoncé, les rayons secondaires émis sous l'influence des rayons X par un métal M, tel que le zinc, le cuivre, etc., déchargent les corps électrisés. On peut faire pénétrer les rayons secondaires, par une fenêtre recouverte d'une très mince feuille d'aluminium battu, à l'intérieur d'un électroscope bien protégé contre l'action directe du système producteur de rayons X. L'expérience se fait rigoureusement en comparant le métal M étudié à l'aluminium qui est sensiblement inactif à ce point de vue comme au point de vue photographique.

La méthode électrique présente sur la méthode photographique les mêmes avantages de sensibilité et de précision que pour l'étude des rayons X eux-mêmes. Elle permet de constater à première vue, par le mouvement de la feuille d'or d'un électroscope, le rayonnement secondaire d'un métal à quelques centimètres de distance dans l'air. Cette propriété des rayons secondaires suffit à expliquer le rôle du métal dans la décharge des conducteurs directement frappés par les rayons X.

C. Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (t. CXXVI, 3 janvier 1898, p. 39).

La figure 1 montre comment on peut constater *directement* l'action des rayons secondaires S sur la feuille d'or *f* d'un électroscope dont l'entrée *aa* est protégée électrostatiquement par une très mince

Fig. 1.



feuille d'aluminium battu (1). EE est un écran de plomb protégeant l'électroscope contre les rayons X.

L'illumination de l'écran au platinocyanure et l'action photographique se manifestent en même temps que l'action sur l'électroscope, et réciproquement. L'action électrique est assez énergique pour faire disparaître en quelques secondes une grande divergence de la feuille d'or *f*. Cependant le champ électrique de *f*, entièrement renfermé dans la cage de l'électroscope, ne comprend pas le conducteur M. On ne peut donc pas expliquer cette action à distance du conducteur M par une ionisation spéciale à la surface de M. C'est une action due aux rayons secondaires de M qui se comportent à la manière des rayons X.

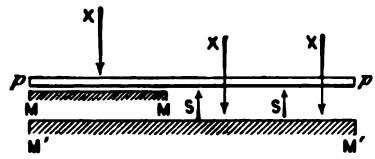
J'ai vérifié le fait suivant que j'avais prévu déjà (2) : les rayons secondaires peuvent décharger une surface métallique sans rencontrer

(1) *Voir* G. Sagnac, *Comptes rendus*, t. CXXV, 6 décembre 1897, p. 944.
(2) G. Sagnac, *Comptes rendus*, t. CXXV, 26 juillet 1897, p. 232.

ni cette surface, ni les surfaces avec lesquelles la première échange des lignes de force; ils agissent surtout en ionisant l'air (¹).

II. L'action des rayons secondaires d'un métal M sur une plaque photographique *pp* (*fig.* 2) recevant les rayons X par sa face verre est comparable à l'action propre du métal dans le phénomène de la

Fig. 2.



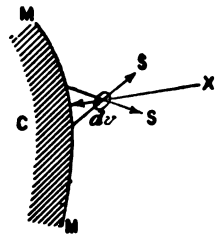
décharge d'un conducteur par les rayons X. Elle renforce l'action des rayons X incidents quand le métal M est près de toucher la couche sensible; mais une simple feuille de papier noir, interposée entre *pp* et MM, affaiblit ce renforcement dans le cas du cuivre, davantage dans le cas du zinc et surtout de l'étain ou du plomb.

L'action des rayons secondaires s'affaiblit beaucoup dès que le métal est éloigné en M'M' de quelques millimètres et très inégalement d'un métal à un autre.

On conçoit maintenant que l'action du métal puisse paraître approximativement superficielle, surtout si l'on emploie pour exciter le métal un pinceau de rayons X d'une largeur médiocre. C'est cette apparence qui a trompé les premiers observateurs et les a empêchés, en particulier, de découvrir l'existence de rayons secondaires électriquement actifs.....

Chaque élément de volume *dv* de l'atmosphère soumise au champ

Fig. 3.



électrique d'un conducteur C (*fig.* 3) frappé par les rayons X est

(¹) Cette propriété des rayons secondaires est précisément celle que M. J. Perrin a découverte pour les rayons X.

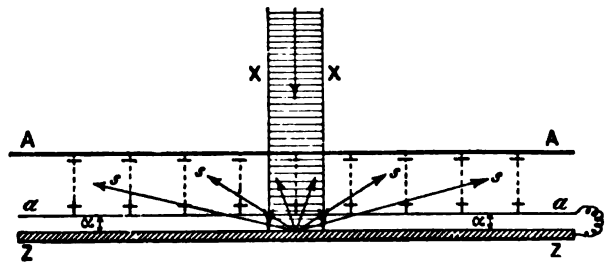
ionisé à la fois par l'action des rayons X incidents (*effet primaire*) et par les rayons secondaires S que le métal émet sous l'influence des rayons X (*effet secondaire*). C'est l'effet secondaire qui correspond au rôle du conducteur métallique dans le phénomène de la décharge par les rayons X.

D. Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* du 4 juillet 1898.

I. L'*effet secondaire* dû aux rayons secondaires issus du métal, *nécessaire* pour expliquer l'action propre du métal, y *suffit* complètement.

Un condensateur plan est formé de deux feuilles d'aluminium (*fig.* 4). L'une AA est électrisée et reliée à la feuille d'or d'un

Fig. 4.



électroscope, l'autre *aa* très mince ($\frac{1}{300}$ de millimètre d'épaisseur) est reliée au sol. Un faisceau de rayons X qui traverse normalement les deux armatures AA, puis *aa*, produit dans la lame d'air du condensateur un *effet primaire*, qui, en général, augmente peu par l'action propre des armatures d'aluminium et peut ainsi se mesurer par la vitesse de décharge de l'armature AA. Recevons les rayons X, transmis à travers *aa*, sur une lame ZZ de cuivre ou de zinc, par exemple, reliée au sol comme *aa*. La vitesse de décharge de AA augmente aussitôt; c'est l'*effet secondaire* dû aux rayons S de la lame ZZ; il augmente, comme l'action photographique des rayons S, quand on remplace le métal de ZZ par un autre qui absorbe davantage les rayons X. Quand la lame ZZ est graduellement rapprochée de *aa*, l'effet secondaire augmente progressivement et devient, par exemple, égal à l'effet primaire quand ZZ est au contact de la feuille *aa*. Enlevons alors cette feuille *aa*, de manière que la surface du métal ZZ, maintenant *nue*, porte elle-même les charges électriques développées

par l'influence de AA; l'effet secondaire n'augmente que d'environ $\frac{1}{10}$ de sa valeur, si ZZ est une lame de cuivre ou de zinc. La diminution de l'effet secondaire, quand on recouvre la lame métallique ZZ avec la feuille d'aluminium *aa*, est d'ailleurs plus ou moins grande suivant que les rayons S émis par le métal ZZ sont plus ou moins absorbables, et elle s'explique bien par l'absorption partielle des rayons S qui traversent la feuille *aa*. Rien n'autorise donc à penser qu'il y ait une partie notable de l'action du métal purement localisée à la surface du métal. *L'action du métal a son siège dans le gaz au même titre que l'action directe des rayons* X.

II. On doit s'attendre à ce que l'effet des rayons secondaires sur l'air augmente avec l'épaisseur d'air du condensateur. M. J. Perrin l'a vérifié lui-même (*Comptes rendus* du 17 janvier, t. CXXVI). Toutefois il reste à expliquer pourquoi cette augmentation est généralement lente (de $\frac{1}{10}$ seulement pour le zinc dans les expériences de M. J. Perrin, quand l'épaisseur du condensateur croît de 1^{mm} à 10^{mm}).

Dans l'expérience de la figure 4, si l'on éloigne la lame de zinc ZZ, à partir du contact avec *aa*, jusqu'à 1^{mm} de *aa*, on oblige les rayons S à traverser une couche d'air adjacente au zinc et épaisse de 1^{mm}; or l'effet secondaire ne diminue alors que d'une fraction de sa valeur. L'absorption par l'air ne suffit pas à expliquer la lenteur d'accroissement de l'effet secondaire avec l'épaisseur du condensateur.

Il faut encore tenir compte des circonstances suivantes :

1° Les rayons S se disséminent en tous sens à partir de la surface ZZ qui les émet, et la quantité de rayons S émis latéralement et mal utilisés est d'autant plus importante que l'armature AA est plus éloignée de *aa* par rapport à la largeur de la région rayonnante de ZZ.

2° Une partie de l'action propre du métal ZZ est due à ce que les rayons S tombant sur AA s'y transforment en rayons tertiaires T, et l'action électrique tertiaire que les rayons T exercent à leur tour est d'autant plus faible que la source ZZ des rayons S est plus éloignée de AA.

3° Enfin, sous influence des rayons X, le champ électrique cesse d'être uniforme dans toute l'épaisseur du condensateur et se localise principalement au voisinage des armatures; cela résulte d'expériences de M. Child [1]. Or l'action de décharge des rayons S augmente avec la valeur du champ électrique.

---

[1] CHILD, *Wiedemann's Annalen* du 15 avril 1898, t. LXV, p. 152.

[illegible] surface [illegible] passage [illegible] de l'arma- [illegible] rayons X est [illegible] l'armature posi- [illegible] charges négatives se [illegible] charges positives.

[illegible] explique encore une par- [illegible] rayons X pénètrent nor- [illegible] travers une armature et frappent la seconde armature formée successivement de métaux qui absorbent de plus en plus les rayons X, les changements de potentiel dus à l'action des rayons X diminuent de plus en plus. Il suffit de remarquer que les rayons S du métal sont alors de plus en plus actifs et que

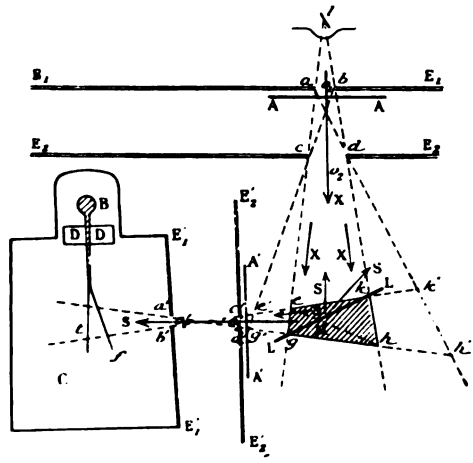
[illegible]

leur effet se produit surtout dans les premières couches d'air en contact avec le métal; de ces couches d'air adjacentes au métal, supposé former par exemple l'armature positive, partent des charges positives qui diminuent dans la lame d'air du condensateur l'excédent des charges négatives et diminuent, par suite, aussi les chutes de potentiel dues aux rayons X.

E. – Extrait du *Journal de Physique*, février 1899, et de *L'Optique des rayons X* (Paris, Gauthier-Villars, 1900).

Lorsque l'*air atmosphérique* est la seule matière qui remplisse l'espace M (*fig.* 5), la feuille d'or *f*, bien isolée (¹) par un sup-

Fig. 5.



l lame focus source des rayons X;
E_1E_1, E_2E_2 écrans de plomb qui limitent le faisceau de rayons X issus de *l*;
$E'_1E'_1$, $E'_2E'_2$ écrans de plomb qui limitent le faisceau des rayons secondaires utilisables;
M espace commun aux deux faisceaux.

port de diélectrine Hurmuzescu DD, présente déjà une légère vitesse de décharge dès qu'on excite le tube à rayons X. L'effet disparaît si l'on dispose sur l'une des fenêtres o_1, o_2, o'_1 ou o'_2, une lame métallique de plomb suffisamment épais. Il est dû à l'*action électrique des rayons secondaires émis par l'air* de l'espace M sous l'influence

(¹) L'isolement est assez bon pour qu'il soit généralement inutile de tenir compte de la déperdition spontanée de l'électricité.

des rayons X qui le traversent. L'effet est d'ailleurs extrêmement faible par rapport à celui que donnerait directement le faisceau de rayons X, surtout quand le tube focus est un peu *dur* et n'émet que des rayons X assez pénétrants. Avec des tubes focus *mous*, on observe très nettement l'émission secondaire de l'air dans divers azimuts, en particulier à angle droit de la direction des rayons X incidents; la décharge de l'électroscope peut être observée ainsi, même quand le volume M d'air atmosphérique rayonnant est réduit à 1^{dm^3}, par exemple.

Les activités électriques des rayons secondaires émis par divers corps placés successivement en LL se comparent par les inverses des temps t nécessaires pour la même décharge [1] entre les mêmes positions de la feuille f. Le potentiel de la feuille f est généralement de quelques centaines de volts et ne doit être que fort peu réduit pendant la légère décharge observée.

Soit t la durée d'une certaine action de décharge des rayons secondaires émis par la plaque LL quand une certaine lame A d'aluminium, d'ébonite, de mica ou de paraffine est placée en AA sur le trajet des rayons X incidents. On transporte cette lame de AA en A'A' contre l'ouverture $c'd'$, sur le trajet des rayons secondaires de LL, et l'on mesure la durée t' nécessaire pour la même décharge. Le dispositif est tel que les rayons X et les rayons secondaires S ont été successivement transmis par la même lame A sous une même épaisseur, très peu différente de l'épaisseur normale. Les deux durées t et t' devraient être égales si les rayons S étaient des rayons X diffusés sans changement de pouvoir de pénétration, sans transformation. Or l'expérience montre que t' n'est jamais inférieur à t et qu'il lui est généralement supérieur, c'est-à-dire que *les rayons* S *proviennent d'une transformation qui a diminué le pouvoir de pénétration des rayons* X *générateurs*. Le coefficient $c = \frac{t'}{t} - 1$ distingue le degré de transformation des rayons S que la plaque LL envoie dans l'électroscope C; on peut convenir de l'appeler : *coefficient de transformation*. Voici

---

[1] C'est, *en principe*, la méthode que Righi employait pour mesurer les activités électriques des rayons ultra-violets (*Atti d. R. Accad. di Bologna*, 1888 à 1891) et que Benoist et D. Hurmuzescu, après avoir les premiers, en France, découvert les phénomènes de décharge par les rayons X, ont employée pour étudier comment les actions électriques de ces rayons varient avec la distance, avec la nature du métal qu'ils frappent et la pression du gaz adjacent au conducteur (*Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 235, 379, 779, 926).

un exemple relatif aux rayons secondaires qu'un miroir de nickel de $\frac{1}{5}^{cm^2}$ de surface exposé aux rayons X envoyait dans un électroscope à travers une mince feuille d'aluminium battu et la couche d'air de 7^{cm} d'épaisseur qui le séparait de cette paroi. La lame A était une lame d'aluminium de $0^{mm},11$ d'épaisseur. Pour la position AA de cette lame, une certaine décharge se faisait sous l'influence des rayons secondaires du nickel dans le temps $t = 10^s,5$; pour la position A'A', la même décharge par les rayons secondaires exigeait la durée $t' = 42$ secondes; puis, la lame A étant replacée en AA, on avait de nouveau $t = 10^s,3$; cette dernière mesure était nécessaire pour s'assurer que l'intensité ou la nature des rayons X émis par le tube focus n'avaient pas varié sensiblement. Le coefficient de transformation des rayons S reçus par l'électroscope dans cette expérience était $c = 2,1$. D'une manière générale, la valeur de c ne dépend pas de l'intensité absolue des rayons X, mais seulement de leur nature.

En même temps que les durées t et t', on peut déterminer la durée t_0 nécessaire pour produire la même décharge avec les rayons S, mais la lame A n'étant plus placée en AA sur le trajet des rayons X, ni en A'A' sur le trajet des rayons S. L'action des rayons S, mesurée par $\frac{1}{t_0}$ en l'absence de la lame A, est mesurée par $\frac{1}{t'}$ quand les rayons S traversent la lame A placée en A'A'. On peut donc appeler *coefficient de transmission* des rayons S à travers a lame A l'expression $\gamma_s = \frac{t_0}{t'}$, qui est le rapport de l'action $\frac{1}{t'}$ des rayons S transmis par A à l'action $\frac{1}{t_0}$ des mêmes rayons non transmis. De la même manière, on voit que, si l'émission secondaire était une diffusion élective des rayons X sans transformation, le rapport $\Gamma = \frac{t_0}{t}$ serait le coefficient de transmission de l'ensemble des rayons X ainsi diffusés. Le fait que c est supérieur à o signifie que γ_s est inférieur à Γ et caractérise la diminution du coefficient de transmission des rayons par suite de la transformation seule, quelle que soit la complexité des faisceaux de rayons X et de rayons secondaires étudiés.

Les déterminations de c et de γ montrent que le coefficient de transformation c va en augmentant et le coefficient de transmission γ_s va en diminuant à mesure que l'on opère sur des rayons secondaires transmis par des épaisseurs de plus en plus faibles d'air ou des divers milieux qui séparent le corps rayonnant LL et la paroi interne de l'électroscope. Par exemple, le miroir de nickel déjà employé envoyait

encore ses rayons secondaires à travers 7^{cm} d'air, et, de plus, à travers une feuille d'aluminium de $0^{mm},11$ ajoutée en $c'd'$. On avait alors $c = 7,7$ et $\gamma_s = 0,047$ en employant comme lame absorbante, placée successivement en AA puis en A'A', une lame d'aluminium d'épaisseur $0^{mm},3$. Si l'on recommençait les mêmes déterminations après avoir enlevé la lame d'aluminium de $0^{mm},11$ qui se trouvait auparavant sur le trajet des rayons secondaires, le coefficient de transformation déterminé à l'aide de la même lame d'aluminium de $0^{mm},3$, s'élevait à 30, et le coefficient de transmission des rayons secondaires à travers cette lame s'abaissait à 0,028. Si l'on diminuait l'épaisseur d'air traversée par les rayons secondaires, c continuait à augmenter et γ à diminuer, c'est-à-dire que les premières épaisseurs d'air, d'aluminium, etc., traversées par les rayons secondaires, arrêtent les rayons secondaires les plus transformés et les moins pénétrants. Les rayons X employés dans les expériences qui viennent d'être citées, étant reçus directement dans l'électroscope, présentaient un coefficient de transmission γ_x de 0,39 à travers la lame d'aluminium d'épaisseur $0^{mm},3$ déjà employée; pour avoir une idée de leur hétérogénéité, il convient de dire que ce coefficient de transmission à travers la même lame s'élevait à 0,52 lorsque le faisceau était déjà transmis par $0^{mm},17$ d'aluminium. L'hétérogénéité d'un faisceau secondaire n'est pas indépendante de celle du faisceau de rayons X excitateurs

Parmi les rayons X d'un faisceau issu d'un tube focus, ceux qui excitent le plus l'émission secondaire sont les rayons relativement pénétrants que laisse passer, par exemple, une lame d'aluminium; le coefficient Γ, rapport suivant lequel est réduite l'action électrique des rayons secondaires quand on fait traverser aux rayons X une lame A assez épaisse, dépasse le coefficient de réduction de l'action électrique directe des rayons X dans les mêmes conditions, c'est-à-dire le coefficient de transmission γ_x des rayons X à travers la même lame. Ainsi, dans l'exemple relatif au nickel, où l'on avait $\gamma_s = 0,028$, on avait $\Gamma = 0,9$ et $\gamma_x = 0,39$. Le fait que Γ est supérieur à γ_x se présente à la fois pour des corps qui transforment beaucoup, comme le nickel, et pour d'autres qui ne transforment pas notablement les rayons X, comme l'air atmosphérique.

A l'observation précédente se rattache le fait suivant : dans la décharge d'un condensateur dont une armature frappée par les rayons X est formée d'un métal lourd, la part relative de l'effet des rayons secondaires dans la décharge du condensateur augmente si les rayons X incidents sont transmis par une lame d'aluminium, par

exemple. De même, dans les expériences radiographiques de la figure 2, le renforcement de l'action, produit par les rayons secondaires de la lame MM sur la plaque *pp* impressionnée en même temps par les rayons X, est d'autant plus visible que le verre de la plaque *pp* traversé par les rayons X avant la couche sensible est lui-même plus épais.

Les coefficients de transformation *c* obtenus pour différents corps dans les mêmes conditions, en particulier avec un même faisceau de rayons X et une même lame absorbante A, permettent de comparer les degrés de transformations des rayons secondaires que ces différents corps envoient dans l'électroscope. Les rayons secondaires reçus par l'électroscope sont dépouillés, par l'air et les divers milieux traversés avant d'atteindre la face interne de l'électroscope, de leur partie la plus absorbable et la plus transformée, et cette absorption élective est surtout importante pour les rayons de métaux tels que le plomb, le platine. Aussi, quand les métaux comparés rayonnent à une distance suffisante dans l'air, les rayons du plomb et du platine reçus par l'électroscope sont-ils beaucoup moins transformés et plus pénétrants que ceux du zinc, du cuivre, par exemple. Mais, quand on diminue graduellement l'épaisseur d'air traversée par les rayons, le platine envoie dans l'électroscope des rayons de moins en moins pénétrants dont le coefficient de transformation dépasse bientôt considérablement ceux du zinc, du cuivre. Si un métal dépasse ainsi un autre métal, l'ordre de ces deux métaux ne change plus quand l'épaisseur d'air traversée diminue encore, ni quand on remplace la feuille d'aluminium battu *a'b'* (*fig.* 5) par une toile métallique. On trouve ainsi, pour un certain nombre de métaux, un *ordre limite* des coefficients de transformation décroissants, pour des épaisseurs d'air de plus en plus petites traversées par les rayons secondaires. Pour les métaux étudiés, cet ordre limite coïncide avec l'ordre limite des activités électriques décroissantes. C'est à la fois l'ordre limite des pouvoirs de pénétration croissants et des coefficients de transformation décroissants; ainsi, quand on emploie la méthode du condensateur et qu'on dispose sur l'armature frappée par les rayons une feuille mince d'aluminium, on réduit beaucoup la vitesse de décharge du condensateur si cette armature est en platine ou en plomb, moins si elle est en fer ou nickel, et moins encore si elle est en zinc, en cuivre. En résumé, les métaux qui transforment le plus profondément les rayons X émettent les rayons les plus absorbables et les plus actifs.

Les éléments qui transforment notablement les rayons X commu-

niquent cette propriété aux mélanges ou composés qui en renferment sans que l'état physique ni l'état de combinaison paraissent influer notablement. Ainsi l'oxyde de cuivre CuO et l'oxyde de nickel NiO, à l'état pulvérulent, transforment les rayons X, moins toutefois que les métaux cuivre et nickel, ce qui peut s'expliquer par l'absorption que les rayons émis par le cuivre et le zinc éprouvent de la part de l'oxygène combiné au métal et relativement très peu actif. D'ailleurs le nickel, plus actif que le cuivre, communique à son oxyde un pouvoir de transformation et une activité plus grande que ceux de l'oxyde de cuivre. Il en résulte que l'activité d'un mélange ou d'un composé n'est pas en relation générale avec sa densité. Par exemple, l'azotate d'urane, grâce à l'uranium (1) qu'il renferme, est bien plus actif que l'aluminium, et cependant sa densité 2,8 diffère peu de la densité 2,7 de l'aluminium. Les corps très légers sont, il est vrai, souvent très peu actifs et n'émettent que des rayons secondaires sensiblement aussi pénétrants que les rayons X générateurs. Mais cette remarque n'est vraie que pour des corps, comme la paraffine, qui renferment seulement dans leur composition des éléments très peu actifs, encore faut-il prendre garde à des traces d'impuretés très actives enfermées dans un corps par lui-même très peu actif tant qu'il est pur. La propriété d'*activité secondaire* se présente donc surtout comme une *qualité atomique* qui, pour les sept éléments ci-après, décroît dans l'ordre indiqué :

	Pt.	Sn.	Ni.	Fe.	Zn.	Cu.	Al.
Poids atomique....	194	118	58,7	56,0	65	63,3	27
Densité.....	21,5	7,3	8,9	7,9	7,1	8,6	2,7

On voit que l'étain est plus actif que le fer et le cuivre, bien qu'étant plus léger; de même, le fer et le zinc passent avant le cuivre. D'autre part, le nickel et le fer sont nettement plus actifs que le zinc et le cuivre, qui ont des poids atomiques plus élevés. Mais le nickel et le fer, qui ont des propriétés chimiques voisines et sont considérés comme éléments *analogues*, ont des activités secondaires sensiblement égales.

L'ordre limite d'activité secondaire permettra de faire une comparaison de l'ensemble des éléments chimiques d'après un nouveau caractère spécifique. Cette comparaison semble dès à présent dépendre,

(1) L'uranium n'agit pas sensiblement ici par ses rayons de Becquerel parce que ses rayons secondaires sont rendus facilement beaucoup plus actifs que ses rayons de Becquerel.

comme la *classification chimique* naturelle de J.-B. Dumas et de Mendeleef, des analogies chimiques aussi bien que de la grandeur du poids atomique.

L'activité électrique secondaire permet, d'autre part, de rechercher une petite proportion d'un élément assez actif disséminé dans un corps relativement peu actif par lui-même.

Des mesures successives permettent de déceler nettement 0,1 pour 100 de cuivre ajouté à un aluminium, et il est évident qu'on irait beaucoup plus loin en employant une méthode d'opposition ou si le métal recherché était plus actif que le cuivre. En ce qui concerne l'aluminium, la grande importance des petites quantités de cuivre, fer, etc., qu'il peut renfermer rend impossible d'attribuer des valeurs précises aux diverses propriétés des rayons secondaires qu'il émet, tant que l'on ne possédera pas un échantillon très pur de ce métal. L'invariabilité de l'activité secondaire dans des conditions déterminées sera l'un des caractères à exiger d'un corps pur.

De là aussi une méthode pour rechercher de petites quantités d'un élément soit déjà bien connu, soit non encore isolé ou tout à fait nouveau, à la condition seulement que l'élément recherché soit notablement plus actif que le corps dans lequel il est disséminé.

III. — ÉLECTRISATION NÉGATIVE DES RAYONS SECONDAIRES PRODUITS AU MOYEN DES RAYONS X.

(*Comptes rendus de l'Académie des Sciences* du 9 avril 1900.)

Cette Note, publiée en collaboration avec M. P. Curie, se trouve reproduite déjà dans les Extraits des travaux de M. P. Curie.

IV. — IONISATION PAR DES PROJECTIONS D'IONS.

(Pli cacheté déposé à l'Académie des Sciences le 18 juillet 1898. Ouvert en séance par M. le Président : *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, 1900, p. 320.)

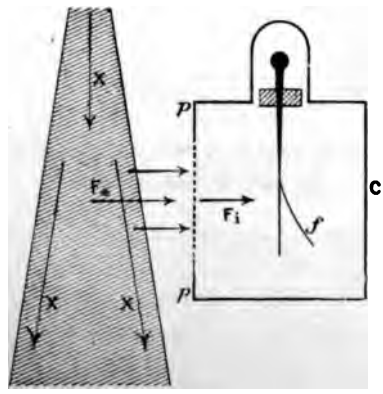
I. J'ai d'abord observé que les rayons X ou les rayons secondaires dissipent avec la même vitesse l'électrisation positive ou l'électrisa-

tion négative d'un métal; le métal peut recevoir les rayons à travers des orifices percés dans une enveloppe métallique C qui est soigneusement reliée au sol et qui ne laisse pas sortir de lignes de force issues du métal électrisé, *il faut alors qu'aucun champ électrique ne règne à l'extérieur de la cage* C *sur le trajet des rayons*. Mais une notable inégalité entre les vitesses de dissipation des deux électricités apparaît si la cage métallique C est électrisée, ou si un corps électrisé est placé à l'extérieur de la cage C :

Un faisceau de rayons X (*fig.* 6) passe, dans l'air, près d'une fine toile métallique, ou d'un écran percé d'orifices, qui ferme électriquement en *pp* le champ intérieur F_i d'un électroscope. Il y a toujours une légère action de décharge α de la feuille d'or f en l'absence de tout champ extérieur. Quand il existe un champ extérieur F_e, on vérifie dans tous les cas la loi suivante :

Si le champ extérieur F_e et le champ intérieur F_i sont de même sens, à l'action de décharge primitive α, mesurée par l'inverse du temps de décharge quand F_e est nul, s'ajoute une action *accélératrice* A souvent très supérieure à α.

Fig. 6.



Si F_e et F_i sont de sens contraires, la présence du champ F_e en-
une action supplémentaire *a retardatrice* (qui s'est toujours
ure à α et généralement voisine de $\frac{\alpha}{2}$).
s exemples :
ée négativement (en communication permanente
de Leyde) et fermée par une fine toile métal-
l'or f négative, chute de f, de 90^{mm} à 100^{mm} de

l'échelle placée derrière, en 18 secondes; feuille f positive, chute de f, de 90^{mm} à $92^{mm},5$ seulement, en 75 secondes.

2. Même dispositif; mais la toile pp est remplacée par une plaque de plomb percée de plusieurs orifices circulaires de 1^{cm} de diamètre. Cage au sol et pas de champ extérieur, f positive ou négative tombe de 90^{mm} à $98^{mm},5$ en 25 secondes. Cage électrisée négativement; f négative tombe de 90^{mm} à 100^{mm} en 13 secondes; f positive tombe de $90^{mm},5$ à 93^{mm} seulement en 75 secondes.

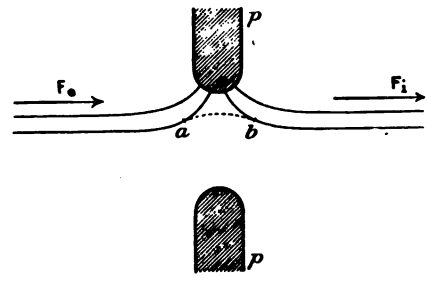
3. Même dispositif qu'en 2; mais on maintient la cage C au sol et l'on électrise une lame L d'aluminium placée devant la cage dans le faisceau de rayons X. Si L est au sol, comme C, f positive ou négative tombe de 90^{mm} à 95^{mm} en 66 secondes. Si L est négative, f tombe de la même quantité en 18 secondes seulement si son électrisation est positive et en 175 secondes si son électrisation est négative.

L'action retardatrice a qui s'observe si bien quand l'électroscope est fermé par la plaque percée d'ouvertures (expériences 2 et 3), ne s'observe plus sensiblement quand il est fermé par la fine toile métallique; l'action accélératrice A subsiste alors seule (expérience 1); elle subsiste sans s'affaiblir beaucoup quand on place la plaque percée d'orifices à 3^{mm} devant ou derrière la toile métallique; elle disparaît à son tour si au lieu de la plaque on place devant la toile une seconde toile métallique; elle disparaît aussi, et les deux électricités fuient avec la même vitesse, si l'entrée de l'électroscope est fermée par une feuille métallique, même mince, telle qu'une feuille d'aluminium battu de $\frac{1}{300}$ de millimètre d'épaisseur, pourvu que cette feuille soit dépourvue de déchirures et de trous.

II. Les phénomènes précédents se présentent dès qu'il existe à l'extérieur de la cage C un champ électrique F_e encore bien inférieur au champ F_i qui règne dans la cage C. En aucun cas, même quand F_e est très énergique, la feuille d'or électrisée f ne se déplace quand on excite le champ extérieur F_e. Il ne me paraît pas possible d'expliquer les phénomènes signalés en admettant qu'une petite partie des lignes de force du champ F_i viennent, lorsqu'on excite F_e, se raccorder directement avec des lignes de force du champ F_e. Je pense que les charges électriques libérées par les rayons dans l'air soumis au champ électrique extérieur F_e suivent *à peu près* les lignes de force de ce champ avec une certaine *vitesse*. Mais quand la ligne de force du champ F_e se recourbe *rapidement* (*fig.* 7) pour aboutir à un bord c d'une ouverture de la paroi pp de l'électroscope, on comprend que, si la charge électrique acquiert une énergie cinétique suffisante,

elle puisse quitter la ligne de force du champ F_e et bondir suivant un certain chemin *ab* jusqu'à une ligne de force du champ F_i. Si F_i est de même sens que F_e, les charges ainsi projetées dans le champ intérieur y forment un flux électrique qui accroît le flux de décharge

Fig. 7.



normal parce qu'il est de *même sens;* d'où une augmentation de la rapidité de décharge de la feuille d'or. Dans le cas contraire, les flux sont *opposés* et il y a *retard;* mais dans ce cas le flux supplémentaire dû à la projection électrique du champ F_e est rapidement ramené vers *p* par le champ F_i, avant même d'avoir pu prendre une direction voisine de celle du flux normal; on comprend alors que l'action retardatrice *a* n'apparaisse nettement que si les ouvertures de la cage C sont assez larges pour que les charges issues de l'extérieur pénètrent assez avant dans l'intérieur de la cage C.

III. Ainsi les phénomènes que j'ai signalés s'expliquent par un flux de charges électriques qui, animées de certaines vitesses, refusent de recourber rapidement leur trajectoire suivant les lignes de force qui aboutissent aux bords des ouvertures de la cage de l'électroscope; ces charges électriques pénètrent ainsi comme un *bombardement* dans l'intérieur de la cage.

On peut se proposer de dévier ce bombardement par l'*action de l'aimant* et, en opérant dans des *gaz raréfiés,* lui faire atteindre des vitesses de plus en plus grandes, surtout si le champ extérieur est produit par de très grandes différences de potentiel. Sans doute le bombardement traversera-t-il alors une mince feuille d'aluminium et deviendra-t-il progressivement comparable aux *rayons cathodiques.* Déjà l'on peut remarquer que, d'après des expériences dues à M. Child (*voir* ma Note des *Comptes rendus* du 4 juillet 1898), les rayons X qui passent entre les deux armatures d'un condensateur chargé localisent la chute de potentiel au voisinage des armatures et

un peu plus auprès de l'armature négative qu'auprès de l'armature positive. Je pense que la pression des gaz diminuant, la chute de potentiel se localiserait de plus en plus auprès de l'armature négative, grâce à une augmentation de plus en plus grande de la vitesse du flux d'électricité négative par rapport au flux d'électricité positive; le flux négatif formerait alors les rayons cathodiques que nous connaissons. On aurait ainsi *toute une gamme de flux anodiques et cathodiques*, depuis le bombardement relativement très lent que j'ai étudié dans l'air atmosphérique jusqu'aux rayons cathodiques produits dans le vide de Crookes [1].

---

[1] Depuis que j'ai déposé cette Note à l'Académie des Sciences (18 juillet 1898), on a démontré que les *ions* libérés par les rayons X dans l'air à la pression normale s'y propagent avec des vitesses de l'ordre d'un centimètre par seconde sous l'action d'un champ électrique d'un volt par centimètre; les rayons cathodiques, au contraire, se propagent avec des vitesses qui atteignent 100000^{km} par seconde (J.-J. Thomson).

Il convient aussi de rapprocher de mes expériences les observations de M. Villard sur la décharge *indirecte* par les flammes (*Comptes rendus* du 15 janvier 1900).

Enfin des phénomènes de projections d'ions peu différents de ceux que j'ai observés ont été étudiés plus récemment (A. Righi, *R. Accad. d. Sc. d. Istituto di Bologna*, 5e série, t. X, 1903, p. 371).

DÉCHARGE DE L'ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ,

PAR A. SCHUSTER.

Traduit de l'anglais par Édouard SALLES.

Proceedings of the Royal Society of London, t. XLVII, 1890, p. 526 à 561.

Si nous acceptons l'hypothèse que les substances élémentaires sont composées d'atomes, nous ne pouvons éviter de conclure que l'électricité, positive aussi bien que négative, est divisée en parties élémentaires définies qui se comportent comme des atomes d'électricité (HELMHOLTZ, *Faraday Lecture*).

I. — Introduction.

Les phénomènes de la décharge électrique dans les gaz excitent à l'heure actuelle un intérêt général. Il ne peut d'ailleurs en être autrement; car, quoique nos connaissances des manifestations électriques se développent de tous côtés, nous ne pouvons tenir pour correctes nos explications, alors que l'apparence mystérieuse de la décharge dans le gaz demeure inexpliquée. Il semble possible qu'aussi longtemps que nous aurons encore à rendre compte d'une série de faits embarrassants, nous ne soyons complètement sur une mauvaise voie, et qu'il y ait en réserve quelque surprise qui nous force à modifier nos idées. Durant ces dix dernières années, j'ai entrepris d'étudier la décharge dans les gaz, dans le but de trouver une explication qui concorde avec les conclusions qu'on tire des autres parties de la Physique.

Au cours de l'année 1884, j'ai présenté à la Société Royale l'esquisse d'une théorie qui me semblait former un point de départ plein d'espoir pour les recherches futures. J'ai toute raison d'être satisfait de l'accueil que d'autres chercheurs, travaillant le même sujet, lui ont fait, et je pense que, malgré les difficultés que je ne veux pas chercher à atténuer, elle est généralement considérée comme ayant une chance favorable de succès final. J'ai pu étendre depuis mes

vues, et je suis assez hardi pour penser que nous pouvons maintenant nous faire une idée complète des points les plus importants de la décharge dans les gaz.

En 1882, c'est-à-dire deux ans avant que mon Mémoire ait été présenté à la Société Royale, M. Giese avait été conduit, par une étude de la conductibilité électrique des gaz de la flamme, à une hypothèse identique à celle qui forme la base de ce Mémoire. Je regrette infiniment d'avoir seulement connu récemment le travail de M. Giese, car j'aurais été heureux d'attirer l'attention sur lui.

Nous supposons l'un et l'autre, que chaque molécule gazeuse contient des atomes portant des charges égales et de signes contraires, que ces charges sont identiques à celles portées par les ions dans les électrolytes, et que, de plus, un courant électrique ne peut être maintenu dans un gaz que par un déplacement à son intérieur des atomes chargés. Je n'ai jamais réclamé beaucoup d'originalité pour cette hypothèse, car la même idée doit être venue à d'autres, et il serait probablement fort difficile d'en tracer l'histoire primitive. L'hypothèse des particules chargées forme, toutefois, une faible part de la théorie que j'ai esquissée dans mon Mémoire précédent; elle n'est pas suffisante par elle-même pour rendre compte des faits observés. Afin de distinguer la théorie d'autres, je l'appellerai la *théorie de la convection électrolytique*, car elle ressemble sur beaucoup de points au mode de conduction des liquides qui a été décrit sous ce nom par Helmholtz. La théorie de la convection électrolytique donne des explications plausibles d'un certain nombre de phénomènes différents, comme l'a montré Giese pour la décharge dans les gaz issus de la flamme, moi-même pour la décharge produite par de fortes forces électromotrices, et Elster et Geitel, pour un certain nombre d'autres phénomènes. Suivant cette théorie, un gaz isole aussi longtemps qu'il n'y a pas d'ions présents, mais il agit comme un conducteur aussitôt que, pour une cause ou une autre, les molécules sont séparées en ions. Nous rencontrons des difficultés énormes quand nous arrivons à discuter le transport de l'électricité entre un gaz et un conducteur solide, car nous sommes ici, jusqu'à un certain point, retenus par notre connaissance de l'électrolyse dans les liquides. Nous savons qu'une différence de potentiel de 2 volts entre les électrodes est suffisante pour décomposer l'eau et, par suite, permettre l'échange d'électricité entre le métal et l'ion d'hydrogène ou d'oxygène. Aucune théorie de la décharge dans les gaz ne peut être admissible si elle ne peut être amenée en harmonie avec ces faits.

L'auteur remarque qu'il existe quatre moyens de rendre un gaz conducteur; on peut employer en effet pour cela des électrodes portées au rouge ou illuminées par des rayons ultra-violets; on sait, de plus, que les gaz issus de la flamme ne se comportent pas comme des diélectriques et que les gaz traversés par des décharges sont conducteurs. Il examine successivement les trois premiers cas, citant les expériences de condensation de Helmholtz, Lenard et Wolf. Passant à la décharge, après avoir résumé les faits établis jusque-là concernant la chute de potentiel cathodique, il expose ses propres expériences sur la densité électrique en volume au voisinage de la cathode, et indique la présence de charges positives au voisinage de celle-ci.

Action d'un aimant sur la décharge négative. Confirmation de la théorie.

Dans mon Mémoire précédent, j'ai décrit une méthode à l'aide de laquelle j'espérais pouvoir mesurer les charges portées par les ions, et ainsi mettre à l'épreuve la théorie. Il est extrêmement désirable que ceci soit fait, car, s'il était possible de montrer que les charges moléculaires sont les mêmes que celles portées par les atomes dans les électrolytes, tout doute relatif à l'exactitude de la théorie que je propose s'évanouirait. Je me suis trouvé aux prises avec des difficultés considérables, dans ma tentative d'effectuer les mesures d'une façon satisfaisante, et j'ai seulement pu jusqu'ici arriver à des limites quelque peu étendues entre lesquelles les charges moléculaires doivent se placer.

Selon la théorie, des particules électrisées négativement sont projetées de la cathode; l'effet que l'on observe par l'action d'un aimant sur les rayons cathodiques est exactement ce qu'il doit être dans ces circonstances. La trajectoire des particules peut se tracer à l'aide de la luminosité produite par les chocs moléculaires. Si la trajectoire est rectiligne au début, elle s'infléchit sous l'action d'un aimant; la courbure des rayons dépend de deux quantités inconnues, la vitesse des particules et la quantité d'électricité qu'elles portent.

Si les particules portant une charge se déplacent avec une vitesse v à angle droit des lignes de force, le rayon de courbure r est déterminé par l'équation

$$(1) \qquad \frac{mv^2}{r} = \mathrm{M}ve \qquad \text{ou} \qquad \frac{e}{m} = \frac{v}{\mathrm{M}r},$$

m étant la masse de la particule et M le champ magnétique. Si les particules, d'abord au repos, partent de la cathode où le potentiel est pris comme zéro et arrivent, sans perte d'énergie, en un point où le

potentiel est V, nous avons une autre équation

$$2Ve = mv^2. \tag{2}$$

Éliminons v, il vient

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{M^2 r^2}. \tag{3}$$

La quantité $\frac{e}{m}$ ainsi obtenue peut être directement comparée aux équivalents électrochimiques connus. L'hypothèse que, dans tout le trajet des particules, le travail produit apparaît en entier sous forme de force vive, ne peut jamais se réaliser entièrement et les expériences seules peuvent décider à quel point nous pouvons nous approcher de cette condition. Dans l'espace obscur qui entoure la cathode, la dissipation d'énergie est probablement faible, et nous avons toute raison de croire que les vitesses y sont très grandes. Je n'ai pas besoin d'entrer ici dans le détail des difficultés expérimentales que j'ai rencontrées, et que j'espère bientôt surmonter plus complètement que je n'ai pu le faire jusqu'ici. Dans les expériences effectuées jusqu'ici, l'équation (2) ne peut pas être supposée applicable et l'équation (3) peut servir à trouver une limite supérieure de $\frac{e}{m}$. On peut calculer de la façon suivante la limite inférieure : aussi longtemps que l'effet d'un aimant sur les particules projetées de la cathode montre une direction prépondérante, nous pouvons affirmer que les vitesses des particules doivent être plus grandes que leur vitesse moyenne à l'état normal. Il est clair, en effet, que, si la distribution des vitesses était symétrique dans toutes les directions, l'aimant aurait des effets égaux et opposés sur les charges qui se déplacent dans toutes les directions opposées, et si, par suite des chocs mutuels, la vitesse est réduite à sa valeur normale, elle aura perdu aussi toute inégalité de direction. Nous pouvons obtenir une limite inférieure de $\frac{e}{m}$ si, dans l'équation (1), nous calculons

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{Mr}, \tag{4}$$

en prenant pour r le plus petit rayon de courbure qui peut être tracé avec certitude dans la lueur, et pour v la vitesse moyenne de la particule, suivant la théorie cinétique des gaz. Dans une expérience récente, M était environ 200; r diminuait pour des distances de plus en plus grandes de la cathode, la plus grande valeur qu'il était possible de mesurer était d'environ 1^{cm}, V était au même endroit d'en-

viron 225 volts. En prenant ces nombres, nous trouvons pour limite supérieure

$$\frac{e}{m} < 11 \times 10^5.$$

Dans la lueur, le rayon de courbure est réduit rapidement à environ $0^{cm},5$, montrant que la luminosité est due à une transformation du mouvement de translation en mouvement thermique, le gaz dans les circonstances expérimentales actuelles était de l'azote très souillé par des hydrocarbures, la valeur de la vitesse moyenne à l'état d'équilibre dépendra de l'hypothèse que nous ferons sur la nature de la particule qui porte la charge.

Il sera suffisant de considérer les cas indiqués dans la table suivante :

Nature de la particule.	Vitesse moyenne quadratique.
Atome d'hydrogène	26×10^4
Molécule d'hydrogène	18×10^4
Atome d'azote	7×10^4
Molécule d'azote	5×10^4

Comme nous ne tenons compte ici que de l'ordre de grandeur, il n'est pas nécessaire de tenir compte de la température et nous pouvons prendre, comme valeur de v, 10^5; nous obtenons ainsi :

$$\frac{e}{m} > 10^3.$$

La valeur actuelle de $\frac{e}{m}$ est de 10^4 pour l'hydrogèneet de $0,7 \times 10^3$ pour l'azote, si nous imaginons que chaque atome d'azote porte la même charge que l'atome d'hydrogène dans l'eau, mais comme l'azote peut s'unir, se combiner avec trois atomes d'hydrogène, nous pouvons supposer que trois charges au moins sont portées, ce qui rend $\frac{e}{m}$ égal à 2×10^3.

Il apparaît maintenant que, dans les faits actuels, il n'y a rien qui ne soit en harmonie avec la théorie. La limite inférieure pour $\frac{e}{m}$ est très proche des valeurs actuellement observées, et il n'est pas étonnant que la limite supérieure soit si élevée, car, dans l'équation (3), le rayon de courbure entre par son carré. Je pense que je peux considérer les expériences jusqu'ici mentionnées comme confirmant la théorie. En supposant la théorie correcte, elles montrent que dans la

lueur les particules sont rapidement réduites à une vitesse du même ordre de grandeur que la vitesse moyenne d'un milieu non électrisé. Si les particules ne portent pas de charges fixes, elles deviennent électrisées au contact des électrodes; ceci est l'opinion admise généralement, et il est intéressant d'en tracer les conséquences.

La charge e d'une sphère touchant un plan chargé de densité σ est donnée par

$$e = \frac{2}{3}\pi^3 a^2 \sigma = 20 a^2 \sigma \text{ approximativement.}$$

Substituant pour σ la valeur que j'ai obtenue dans mes expériences, environ 2,5 unités électrostatiques, e serait numériquement égal à $50a^2$; si pour a^2 nous prenons environ 5×10^{-10}, qui est la valeur moléculaire obtenue par des expériences dans les gaz, nous serions au-dessus de la valeur; cette substitution dans la formule ci-dessus donnerait pour e la valeur de 10^{-17} en unités électrostatiques au lieu de 10^{-12}, c'est-à-dire que la charge serait environ 100000 fois moindre que d'après notre théorie. Appliquant ces valeurs à l'équation (4), je calcule que, selon l'hypothèse d'électrisation par contact, la vitesse moyenne des molécules serait seulement de 2^{cm} par seconde : le raisonnement que je viens de faire constitue une élimination par l'absurde.

L'auteur examine ensuite plusieurs questions ayant trait à la décharge positive, il cherche ensuite à comparer l'énergie acquise par un ion entre deux chocs à l'énergie cinétique moyenne de 1^{mol} et essaie de résoudre certains problèmes intéressant la décharge.

Il donne ensuite une explication de la chute de potentiel à la cathode de l'espace obscur et montre que sa théorie peut expliquer le phénomène des strates, tout en se demandant si les strates peuvent se voir dans des gaz parfaitement purs.

Nous pouvons maintenant résumer brièvement les résultats auxquels nous sommes arrivé. Un gaz à l'état normal ne contient pas d'ions libres; mais si, pour des causes physiques ou chimiques, les molécules sont dissociées dans un champ électrique, il se forme des ions et le gaz devient conducteur. En supposant que la différence de potentiel entre les deux électrodes soit graduellement accrue, il arrivera un moment où une étincelle passera, c'est-à-dire que les molécules seront dissociées par les forces électriques, les ions positifs diffusant vers la cathode tendent à constituer une couche polarisante d'épaisseur finie, augmentant d'étendue à mesure que la pression diminue. Si la décharge devient constante, les décompositions ont continuellement lieu à la cathode, les ions négatifs en étant projetés avec

une vitesse considérable. Ces ions se déplaceront à travers l'espace appelé *espace obscur* sans perdre beaucoup d'énergie par collisions; mais, quand les chocs deviennent plus fréquents, par suite d'une diminution suffisante de la force électrique, l'énergie de translation se transforme en vibrations lumineuses, lesquelles constituent la lueur observée. Les ions positifs qui entourent la cathode doivent avoir une vitesse plus grande au voisinage de la cathode où leur énergie devient visible dans la première couche lumineuse. La question se pose de savoir si les décompositions ont lieu seulement à l'électrode ou à travers une distance finie de celle-ci; nous ne pouvons de même décider si le courant à l'intérieur de l'espace obscur est principalement constitué par les molécules négatives projetées. Les ions négatifs s'accumuleront dans l'espace obscur et rencontreront les ions positifs provenant de la partie positive de la décharge. Nous devrons nous attendre à ce que les ions libres soient plus nombreux dans le voisinage de l'extérieur de la lueur, qu'en tout autre point où la décharge a lieu; nous trouverons là une chute de potentiel faible et pas de luminosité, c'est l'espace sombre séparant la partie positive de la décharge de la lueur négative. En cet endroit un certain nombre d'ions se réunissent probablement pour former des molécules; on devrait finalement trouver dans ce cas que les ions positifs et négatifs diffusent avec la même vitesse et nous serions amenés à conclure qu'il y a autant de molécules dissociées à la cathode qu'il s'en recombine dans cet espace obscur. Si, comme il me semble le plus probable, on trouve que les ions négatifs diffusent plus rapidement, la recombinaison aura lieu en partie à l'anode. Si dans le tube les conditions sont telles que le gaz se divise en couches, de façon que les dissociations dépassent les recombinaisons et *vice versa*, des stratifications se formeront.

Telle est l'esquisse générale de la théorie qui devra être modifiée dans le détail, mais qui, je crois, contient une part considérable de vérité.

Quelques disciples de Maxwell, qui considèrent un courant comme une circulation d'un liquide incompressible dans un circuit fermé, nient la possibilité d'une électrisation en volume.

Mais il n'y a rien, autant que je puis le voir, dans les conclusions que j'ai tirées des décharges dans les gaz, qui ne soit d'accord avec les idées fondamentales de la théorie de Maxwell, quoiqu'elles ne puissent être en contradiction avec les embellissements accessoires dont cette théorie est occasionnellement ornée. Je ne vois, pour ma part, rien d'improbable à ce qu'il puisse y avoir une électrisation en

volume sans que l'on entre en contradiction avec l'équation de continuité d'un liquide incompressible, aussi longtemps que nous admettons la possibilité de courants de déplacement et de déplacements dans les conducteurs. Les équations ordinaires des courants dans un solide non homogène (ou dans un solide quelconque où l'on tient compte des inégalités de températures), donnent une électrisation en volume qui peut seulement être détruite par l'introduction d'une quantité analogue à la pression hydrostatique et dont le seul objet est précisément de détruire toute électrisation, sauf à la surface des corps; nous ne connaissons aucun phénomène physique pouvant justifier l'introduction d'une telle quantité, dont à mon avis la nécessité ne se fait pas sentir. On peut montrer l'existence d'une électrisation en volume quand un courant passe d'un liquide à un autre flottant à sa surface, dans la région où les liquides commencent à se mélanger; on observe des effets chimiques qui peuvent s'expliquer par l'électrisation qui accompagne tout changement dans la conductibilité électrique.

Les équations de Maxwell supposent l'homogénéité des conducteurs, hypothèse justifiée quand nous ne tenons compte que d'effets moyens. Nous déduisons, de la même façon, les équations qui représentent la transmission de la lumière, en supposant que chaque corps transparent est remplacé par un milieu homogène ayant certaines propriétés. Mais, quoique cette hypothèse soit valable dans la discussion de certains phénomènes, il y en a d'autres pour lesquels il devient nécessaire d'aller plus loin, et de considérer la constitution structurale du corps de tenir compte séparément des effets du milieu séparant les atomes et des effets des atomes eux-mêmes. Dans toutes les branches de la physique, l'avancement de nos connaissances nous force graduellement à abandonner l'hypothèse d'homogénéité et, en agissant ainsi, il n'y a plus aucune difficulté dans la voie de l'électrisation en volume; nous pouvons réellement considérer ces électrisations en volume comme des électrisations superficielles entre les atomes et le milieu.

En parlant d'électricité positive et négative comme de substances possédant une existence séparée, je me suis avancé d'une autre façon contre ce qu'on appelle les vues modernes sur l'électricité. J'ai toutefois essayé de me mettre sous la protection d'une autorité reconnue en plaçant en tête de cette conférence une citation d'Helmholtz disant que nous avons de fortes raisons pour croire que l'électricité a, de même que la matière, une constitution atomique. Nous devons à

l'avenir nous efforcer de mettre cette manière de voir en harmonie avec la théorie électromagnétique de la lumière qui doit être acceptée comme un fait accompli. Il n'y a entre ces deux manières de voir aucun antagonisme. Si jamais nous parvenons à expliquer l'attraction chimique et celle provenant de la gravitation par les déformations d'un milieu, nous trouverons encore utile de parler d'atomes et de molécules, et, de la même façon, croire à un effort et à une déformation électrique n'est pas en contradiction avec l'idée qu'il y a dans l'atome quelque chose qui crée cet effort et qui peut être pris comme la quantité d'électricité élémentaire. En prenant même l'idée extrême que la déformation électrique est due à des vortex filamenteux dans l'éther, il n'est nécessaire, pour réconcilier les opinions en apparence antagonistes, que d'admettre simplement que ces filaments ont la même intensité et que quelques-uns se terminent à la surface des atomes; mais à présent il n'y a aucune nécessité à ce que nous arrivions à des idées particulières. Dans quelques phénomènes électriques, nous trouverons qu'il vaut mieux parler d'effort et de déformation électrique (le déplacement serait un terme induisant en erreur et il vaut mieux s'en dispenser étant donné l'usage excessif qu'on en a fait); nous continuerons à employer la vieille nomenclature et à parler d'électricité positive et négative comme de quantités réelles dans d'autres cas de plus en plus nombreux. L'électrochimie est un sujet d'importance primordiale dans l'état actuel de la Science.

La manière d'être différente des particules électrisées positivement et négativement conduit, comme j'ai essayé de le montrer, à une modification non symétrique des forces moléculaires par l'électrisation. Il n'est pas suffisant d'additionner géométriquement les effets de l'action moléculaire et électrique, mais il faut tenir compte de l'interférence entre les forces chimiques et électriques. La nature exacte de cette interférence doit être résolue en partie par une action chimique, mais les décharges électriques dans les gaz promettent encore une riche moisson au chercheur.

SUR LE RAPPORT DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE

A LA MASSE DES RAYONS CATHODIQUES,

PAR S. SIMON (1).

Traduit par H. BUISSON.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIX, 1899, p. 589 à 611.

Introduction.

Dans les recherches sur les rayons cathodiques, les différents observateurs ont obtenu des résultats notablement discordants pour la valeur du rapport $\frac{\varepsilon}{\mu}$, c'est-à-dire la charge électrique par gramme-masse. Cette discordance peut provenir soit des inexactitudes des méthodes de recherches, soit de ce que chaque observateur est parti d'une hypothèse théorique différente. Quoi qu'il en soit, il semble nécessaire de faire, selon une des méthodes employées jusqu'ici, une détermination plus exacte de la valeur de $\frac{\varepsilon}{\mu}$. Tel est le but du présent travail, basé sur les hypothèses faites par F. Kaufmann (2) dans ses travaux sur les rayons cathodiques.

I. — Théorie.

Kaufmann obtient la formule

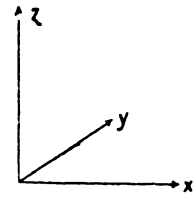
$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2z^2 V_0}{J^2\left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H_0 dx\right)^2}. \tag{1}$$

(1) Le travail de M. S. Simon ayant été fait en quelque sorte sous la direction de M. W. Kaufmann, nous n'avons pas cru nécessaire de traduire le premier Mémoire de M. W. Kaufmann qui aurait fait à peu près double emploi avec celui-ci.

(2) W. KAUFMANN, *Wied. Ann.*, t. LXI, 1897, p. 544-552; t. LXII, 1897, p. 596-598.

Dans cette équation, V_0 est la différence de potentiel entre les électrodes, J le courant dans la bobine magnétisante, H_0 l'intensité du champ pour l'unité d'intensité de courant. On fait la convention que la force déviante agit dans la direction de l'axe OZ, lorsque les lignes de force coïncident avec la direction de l'axe OY et le rayon non dévié avec celle de l'axe OX (*fig.* 1). La trajectoire du rayon dévié est donc située dans le plan XZ. Dans l'équation, z représente la déviation observée.

Fig. 1.



Cette équation (1) n'est à peu près exacte que pour les très petites déviations. Aussi, pour les plus grandes, Kaufmann indique une formule corrigée, dans laquelle toutefois le terme de correction est calculé sous la condition d'un champ homogène et par suite d'une trajectoire circulaire du rayon. La correction obtenue de cette façon est trop petite, comme on le voit facilement d'après les considérations suivantes. On doit donc faire un calcul plus exact de la relation entre $\frac{\varepsilon}{\mu}$ et la déviation, en tenant compte de la forme réelle du champ.

L'accélération produite sur le rayon cathodique par la force magnétique est partout à angle droit sur la direction du mouvement du rayon et est égale à $\frac{v^2}{\rho}$, où v est la vitesse du rayon et ρ le rayon de courbure de la trajectoire au point considéré. Elle est aussi égale à

$$\frac{\varepsilon}{\mu} H v,$$

on obtient donc l'équation

$$\frac{\varepsilon}{\mu} H = \frac{v}{\rho}. \tag{2}$$

Remplaçant le rayon de courbure par sa valeur, l'équation devient

$$\frac{\varepsilon}{\mu} \frac{H}{v} = \frac{\frac{d^2 z}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}. \tag{3}$$

Comme les dimensions de l'appareil décrit plus loin étaient choisies de façon que, dans tous les cas, $\left(\frac{dz}{dx}\right)^2$ fût petit vis-à-vis de 1, il suffit de ne considérer que le premier terme du développement en série du second membre de l'équation.

On peut alors écrire

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{\varepsilon}{\mu}\frac{H}{v}\left[1 + \frac{3}{2}\left(\frac{dz}{dx}\right)^2\right]. \tag{3a}$$

On obtient une valeur approchée du terme de correction situé dans la parenthèse $\frac{3}{2}\left(\frac{dz}{dx}\right)^2$ parce que l'on peut tout d'abord poser

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{\varepsilon}{\mu v}H, \tag{4}$$

ou

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\varepsilon}{\mu v}\int_0^x H\,dx. \tag{5}$$

Par suite

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \frac{\varepsilon H}{\mu v}\left[1 + \frac{3}{2}\frac{\varepsilon^2}{\mu^2 v^2}\left(\int_0^x H\,dx\right)^2\right] \tag{6}$$

et

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\varepsilon}{\mu v}\int_0^x H\,dx + \frac{3}{2}\frac{\varepsilon^3}{\mu^3 v^3}\int_0^x H\left(\int_0^x H\,dx\right)^2 dx. \tag{7}$$

L'intégrale double contenue dans le deuxième terme du second membre se transforme en intégrale simple, car on a, comme il est facile de le vérifier,

$$3\int H\left(\int H\,dx\right)^2 dx = \left(\int H\,dx\right)^3. \tag{8}$$

En faisant cette transformation dans (7) on obtient par intégration répétée, pour la déviation de l'extrémité de la trajectoire,

$$z_0 = \frac{\varepsilon}{\mu v}\left[\int_0^{x_0} dx\int_0^x H\,dx + \frac{1}{2}\frac{\varepsilon^2}{\mu^2 v^2}\int_0^{x_0} dx\left(\int_0^x H\,dx\right)^3\right], \tag{9}$$

et par suite

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{v z_0}{\int_0^{x_0} dx\int_0^x H\,dx + \frac{1}{2}\frac{\varepsilon^2}{\mu^2 v^2}\int_0^{x_0} dx\left(\int_0^x H\,dx\right)^3}. \tag{10}$$

On peut faire disparaître l'expression $\frac{\varepsilon}{\mu v}$ du terme de correction du

dénominateur en le remplaçant par sa valeur approchée

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{[illegible]}{\int_{x_1}^{x_2} dx \int_{x_1}^{x_2} H\,dx}.$$

Par suite

$$(10) \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{[illegible]}{\int_{x_1}^{x_2} dx \int_{x_1}^{x_2} H\,dx} \cdot \frac{1}{1 - \frac{z_0^2}{2} \frac{\int_{x_1}^{x_0} dx \left(\int_{x_1}^{x} H\,dx\right)^3}{\left(\int_{x_1}^{x_0} dx \int_{x_1}^{x} H\,dx\right)^3}}.$$

et nous ne considérerons que le second terme du dénominateur comme petit vis-à-vis de 1.

$$(11) \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{[illegible]}{\int_{x_1}^{x_0} dx \int_{x_1}^{x} H\,dx} \left\{ 1 - \frac{z_0^2}{2} \frac{\int_{x_1}^{x_0} dx \left(\int_{x_1}^{x} H\,dx\right)^3}{\left(\int_{x_1}^{x_0} dx \int_{x_1}^{x} H\,dx\right)^3} \right\}.$$

Il reste encore à introduire dans cette équation les valeurs directement observées, soit $c = \sqrt{2\frac{\varepsilon}{\mu} V_0}$ et $H = J H_0$.

En le faisant on obtient

$$(12) \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2 z_0^2 V_0}{J^2 \left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^2} \left\{ 1 - \frac{z_0^2}{2} \frac{\int_0^{x_0} dx \left(\int_0^{x} H\,dx\right)^3}{\left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^3} \right\}^2$$

ou

$$(13) \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2 z_0^2 V_0}{J^2 \left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^2} \left\{ 1 - z_0^2 \frac{\int_0^{x_0} dx \left(\int_0^{x} H\,dx\right)^3}{\left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^3} \right\}.$$

Si l'on pose

$$(14) \qquad z_0^2 \left\{ 1 - z_0^2 \frac{\int_0^{x_0} dx \left(\int_0^{x} H\,dx\right)^3}{\left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^3} \right\} = z_0'^2,$$

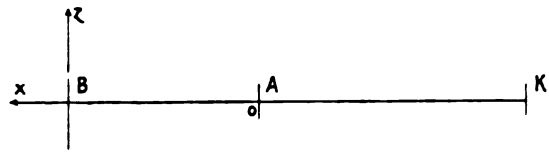
il vient

$$(15) \qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2 z_0'^2 V_0}{J^2 \left(\int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\,dx\right)^2}.$$

Un point important pour la disposition de l'expérience de déviation doit être discuté ici.

Dans la figure 2, K représente la cathode, A l'anode, B l'extrémité

Fig. 2.



de la trajectoire. L'axe OX est la direction des rayons non déviés. Dans les expériences de déviation, le dispositif est choisi de façon qu'entre A et B le potentiel soit constant et par suite aussi la vitesse des particules. Entre K et A le potentiel est variable.

On observe la déviation par l'ombre d'un fil placé en A; les équations développées plus haut ne sont valables que si, lors de l'excitation du champ magnétique, la direction du rayon n'est pas modifiée en A. C'est-à-dire si, pour $x = 0$, on a

$$\frac{dz}{dx} = 0.$$

Cette condition serait remplie si entre A et K l'intensité du champ restait égale à zéro. Bien que cela ne soit pas réalisable pratiquement, on peut cependant obtenir ce résultat d'après les considérations suivantes :

On a

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} v \mathrm{H} \quad (^1), \tag{16}$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\varepsilon}{\mu} \int \mathrm{H} v \, dt. \tag{17}$$

Comme $v\,dt = dx$, il vient

$$\left(\frac{dz}{dt}\right)_0 = \frac{\varepsilon}{\mu} \int_{-\mathrm{K}}^{0} \mathrm{H}\, dx; \tag{18}$$

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_0 = \frac{\left(\frac{dz}{dt}\right)_0}{\left(\frac{dx}{dt}\right)_0} = \frac{\left(\frac{dz}{dt}\right)_0}{v_0} = \frac{\varepsilon}{\mu v_0} \int_{-\mathrm{K}}^{0} \mathrm{H}\, dx. \tag{19}$$

(1) Les formules approchées suffisent pour les considérations qui suivent, car on st dans le cas d'un champ très faible et de déviations très petites.

On voit que

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_0 = 0$$

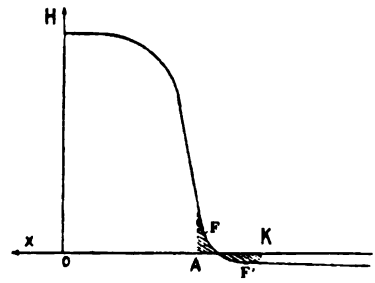
dans le cas où

$$\int_{-K}^{0} H\,dx = 0.$$

Si, dans le dispositif d'expérience, on place l'anode A en un point de l'axe OX pour lequel $\int_{-K}^{0} H\,dx$ s'annule, en ce même point la direction du rayon reste alors celle de l'axe OX, et l'on peut considérer le phénomène comme si la force magnétique était nulle entre A et K.

Dans la figure 3, on a représenté la forme du champ suivant un diamètre des bobines : O est un point de leur axe. Il est clair qu'à

Fig. 3.



chaque position A de l'anode correspond une position conjuguée de la cathode K, et qu'il y a une infinité de tels couples de points pour lesquels $\int H\,dx$ s'annule. Pour ces positions la fraction de surface F limitée par la courbe du champ et l'axe OX et située au-dessus de cet axe, doit être égale à la partie F′ qui est au-dessous.

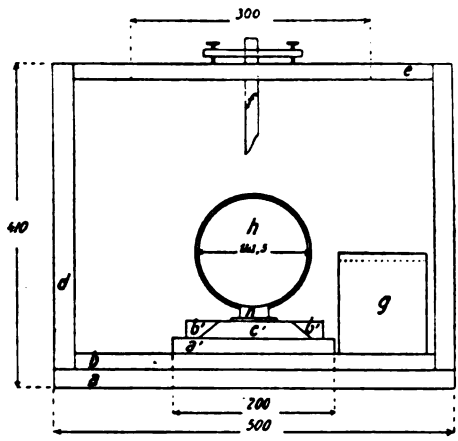
II. — Appareil.

Sur un plateau de base *a* étaient fixés deux rails de glissement *b*, entre lesquels pouvait se déplacer le chariot *c* (pour les dimensions, voir les figures 4 et 5). Celui-ci était pressé par de forts ressorts de laiton contre l'un des rails de façon à rendre possible un glissement régulier le long de sa surface.

Au milieu du chariot ainsi décrit, sur sa partie mobile *c*, était placé, perpendiculairement à lui, un second chariot tout semblable, dont la

partie glissante c' était cependant formée de deux parties, chacune portant l'une des deux bobines qui servaient à la production du champ magnétique.

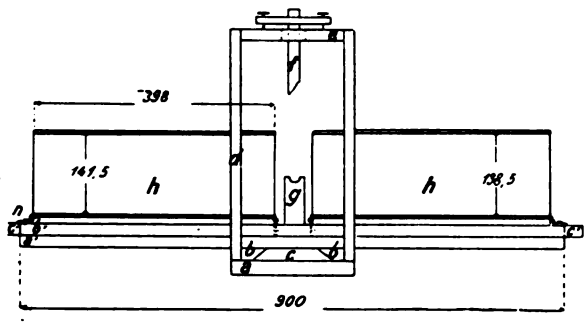
Fig. 4.



Sur le chariot c était encore fixé un support de bois g, pour le tube à décharge. Il est à peine utile de mentionner qu'aucune pièce de fer n'intervenait dans l'appareil.

Aux quatre coins de a se trouvaient quatre solides colonnes de bois; celles-ci portaient une planche e percée d'une ouverture en son

Fig. 5.



milieu. Par cette ouverture, le magnétomètre f décrit plus loin était introduit dans l'intervalle des deux bobines. Tout l'appareil était solidement vissé sur la table de travail. Chacune des deux bobines avait les dimensions suivantes :

Le cylindre de tôle de zinc qui portait l'enroulement avait une

épaisseur de parois de $0^{mm},25$; son diamètre intérieur était de $138^{mm},5$. L'enroulement était fait de fil de cuivre isolé de 1^{mm} de diamètre; l'isolement compris le diamètre était de $2^{mm},5$. La bobine avait alors de milieu à milieu de fil un diamètre de $141^{mm},5$; sa longueur était de 398^{mm}, également de milieu à milieu de fil.

La mesure des dimensions des bobines fut effectuée avec le plus grand soin possible par la règle et le compas, ou, quand cela était impossible, au moyen d'un dioptre.

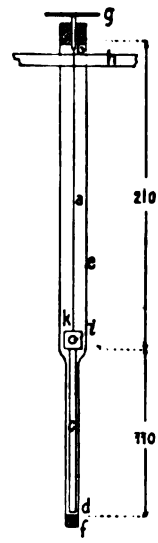
La position relative du tube à vide par rapport au champ était aussi déterminée au moyen du dioptre.

La construction de l'appareil ainsi décrit permettait le déplacement des bobines, perpendiculairement à leur axe, lors de la mesure du champ, tandis que le magnétomètre restait immobile à sa position. De plus, il était possible de replacer exactement les bobines à leur position par rapport au magnétomètre ou au tube à vide si celle-ci venait à être modifiée pour quelque raison que ce fût, et cela à l'aide de repères convenablement disposés.

Magnétomètre. — Pour la mesure du champ magnétique des bobines, on employa l'instrument suivant :

Un lourd barreau de laiton *c* de 117^{mm} de long et de $4^{mm},5$ de dia-

Fig. 6.



mètre était suspendu à un fil fin de platine *a*, soudé à une tige de cuivre *b* (voir *fig.* 6); à l'extrémité inférieure de *c* était ménagée une

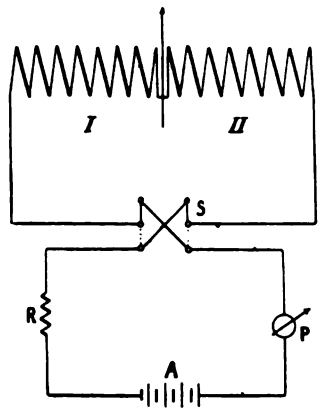
petite cavité dans la direction d'un diamètre et l'aimant *d* y était maintenu. La longueur du petit aimant était de 5^{mm}, sa hauteur de 1^{mm}, et son épaisseur de $0^{mm},1$. Le magnétomètre était placé dans un tube de verre *e*, dont la forme est visible sur la figure. Pour assurer l'amortissement, le tube était complètement rempli d'eau; son extrémité inférieure était fermée par le bouchon de liège *f*. En haut, le tube de verre traversait à frottement une planchette *h*, reposant sur *e* au moyen de trois vis (*fig.* 5).

Avec ces trois vis le système se réglait facilement. L'orientation de l'aimant s'obtenait par la tige *g* solidement fixée à *b*. Le tube de verre était introduit dans l'intervalle des deux bobines par l'ouverture pratiquée dans la pièce transversale *e* (voir *fig.* 4 et 5). On observait la déviation de l'aimant par la méthode du miroir. Pour cela un miroir *i* était fixé à l'extrémité supérieure du cylindre de laiton *c*. A hauteur égale de ce dernier se trouvait dans le tube de verre une fenêtre *k*, fermée par une lame de verre plane.

III. — Mesure du champ.

L'aiguille du magnétomètre étant placée dans la bonne direction, et la proportionnalité entre la déviation et l'intensité du champ étant constatée par des mesures de contrôle, la mesure du champ fut faite de la manière suivante (la disposition est représentée schématiquement dans la figure 7) :

Fig. 7.



Le courant était fourni par une batterie d'accumulateurs A, et régularisé par la résistance R; sa direction pouvait être inversée par

le commutateur S. L'intensité était mesurée par un ampèremètre de précision P, de Siemens et Halske, permettant des lectures jusqu'à la troisième décimale. Pendant la mesure le chariot supérieur, qui porte les bobines I et II, était déplacé le long d'une division en millimètres, fixée sur le chariot inférieur, dans la direction de l'axe OX. Les arrêts se faisaient de 5^{mm} en 5^{mm}. Pour chaque mesure, le sens du courant était changé. La distance de l'échelle au miroir était de 2600^{mm}.

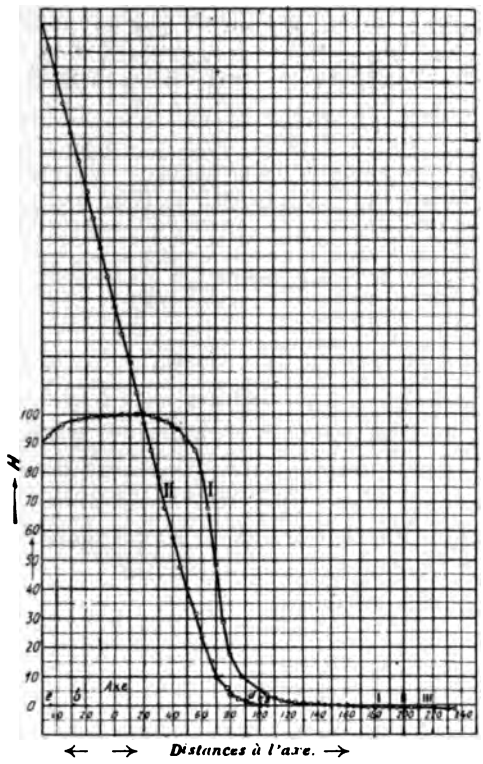
Dans le Tableau suivant, a représente la distance en millimètres à l'axe des bobines, n la déviation en parties de l'échelle (proportionnelle à l'intensité du champ), i l'intensité du courant en ampères. Dans la dernière colonne sont exprimés les rapports des intensités du champ à l'intensité maxima, qui se trouve sur l'axe.

a.	n.	i.	$100\frac{H}{H_0}$.	a.	n.	i.	$100\frac{H}{H_0}$.
—50	143,5	0,08	90,84	90	160,5	1,146	7,09
—45	147,0	0,08	93,04	95	181,0	1,90	4,8
—40	150,0	0,08	94,94	100	178,5	2,62	3,43
—35	152,0	0,08	96,20	105	124,0	2,61	2,39
—30	154,0	0,08	97,47	110	88,0	2,61	1,695
—25	155,0	0,08	98,10	115	60,0	2,61	1,16
—20	156,0	0,08	98,73	120	38,0	2,605	0,74
—15	156,5	0,08	99,04	125	21,5	2,60	0,47
—10	157,0	0,08	99,34	130	9,5	2,66	0,18
— 5	157,5	0,08	99,69	135	— 2,0	2,65	—0,038
± 0	188,0	0,0945	100	140	— 11,0	2,665	—0,275
5	187,5	0,0945	99,75	145	— 18,0	2,66	—0,34
10	187,0	0,0945	99,49	150	— 23,5	2,66	—0,445
15	186,5	0,0945	99,25	155	— 28,0	2,65	—0,531
20	185,5	0,094	99,19	160	— 32,0	2,65	—0,607
25	185,0	0,094	98,89	165	— 35,0	2,64	—0,667
30	184,0	0,094	98,44	170	— 37,5	2,641	—0,715
35	182,5	0,094	97,64	175	— 40,0	2,63	—0,765
40	180,0	0,094	96,28	180	— 41,5	2,63	—0,793
45	176,5	0,0945	93,97	185	— 42,5	2,62	—0,81
50	171,5	0,0945	91,25	190	— 43,5	2,62	—0,835
55	164,0	0,094	87,7	195	— 45,0	2,625	—0,863
60	151,0	0,0945	80,3	200	— 45,5	2,61	—0,875
65	156,5	0,117	67,3	210	— 47,5	2,615	—0,915
70	173,5	0,181	48,3	220	— 47,0	2,605	—0,908
75	161,5	0,281	28,9	230	— 47,5	2,60	—0,918
80	156,5	0,464	17,0	235	— 47,0	2,60	—0,91
85	177,5	0,84	10,63	»	»	»	»

Le résultat de cette mesure est représenté graphiquement dans la

figure 8. Les distances à l'axe sont prises comme abscisses, les intensités du champ comme ordonnées (courbe I). Un regard sur la courbe montre que le champ ne peut être regardé comme homogène avec quelque approximation que dans la partie la plus proche de

Fig. 8.



l'axe. A une distance de l'axe de 6^{cm}, l'intensité a déjà diminué de 20 pour 100, à 7^{cm} de plus de 50 pour 100; elle décroît plus loin, jusqu'à ce que la courbe coupe l'axe OX à une distance d'environ $13^{cm},5$ de l'axe de la bobine. En ce point, où les lignes de force se referment hors de la bobine, l'intensité du champ est égale à zéro; elle change de sens, et s'élève ensuite à une valeur d'environ 1 pour 100 de l'intensité maxima. Les observations s'étendent jusqu'à une distance de 5^{cm} d'un côté et de $23^{cm},5$ de l'autre. La portée des mesures ne pouvait pas être étendue plus loin car les dimensions de l'appareil imposaient une limite.

Il peut sembler étonnant que la forme du champ des deux côtés de

la position médiane ne soit pas complètement symétrique. Outre que ces variations sont très petites, elles sont aussi sans importance pour le but proposé, car il suffit de connaître la forme réelle du champ. La cause de cette asymétrie peut être recherchée dans ce fait que les deux bobines n'ont pas exactement le même axe. A l'aide de cette courbe du champ ainsi obtenue, les doubles intégrales figurant dans les équations (13-15) furent calculées, par la méthode graphique. (L'intégrale simple $\int H\,dx$ est représentée dans la figure 8 par la courbe II.)

Connaissant les dimensions de la bobine, on peut calculer l'intensité absolue du champ au point milieu de l'axe d'après la formule

$$H = 0,4\pi n i \frac{l}{\sqrt{a^2 + l^2}},$$

n signifie le nombre de tours par centimètre; i, l'intensité en ampères; l, la demi-longueur des bobines, et a leur rayon. Si l'on calcule d'abord H_1 en supposant un enroulement qui se continue d'une bobine à l'autre, et ensuite H_2 pour une bobine dont la longueur est égale à la largeur de l'intervalle (18^{mm}, c'est-à-dire la distance des deux spires les plus intérieures), $H_1 - H_2$ est alors l'intensité au milieu de l'axe, à l'intérieur de la fente (H_{ax}).

Le calcul donnait le résultat suivant :

$H_1 = 5,11$ C.G.S.,
$H_2 = 0.658$ C.G.S.,
$H\,max = 4,452$ C.G.S. pour le courant $i = 1$ ampère.

Étant donné que les irrégularités de l'enroulement, qui ne peuvent être évitées malgré tout le soin pris lors de l'arrangement, exercent une notable influence sur la grandeur de l'intensité du champ, on fit encore une mesure absolue, par comparaison des bobines avec une simple spire circulaire.

Il en résulta :

$$H_{max} = 4,398.$$

Cette valeur diffère de celle qui a été calculée d'après les dimensions des bobines de 1,2 pour 100 et doit être prise comme base pour tous les calculs suivants.

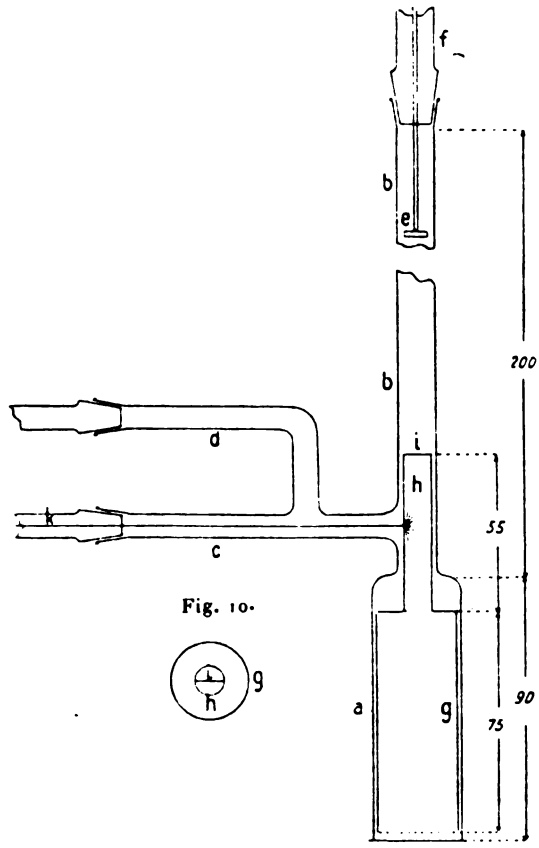
IV. — Déviation des rayons cathodiques.

a. — Tube et arrangement.

Le tube employé dans les recherches sur la déviabilité magnétique avait la forme et les dimensions suivantes :

A un cylindre de verre *a* de 9^{cm} de long et 3^{cm} de diamètre se reliait un autre tube plus étroit, *b*, de 20^{cm} de long et $1^{cm},2$ de diamètre. De plus, à *b* était fixée une pièce *c*, à laquelle était encore soudé un tube de verre *d*, courbé à angle droit (voir *fig.* 9). Aux extrémités de

Fig. 9.



b, *c* et *d*, se trouvaient des rodages. Le tube *b* servait à l'introduction de la cathode, consistant en un disque circulaire de cuivre *e*, de 9^{mm}

de diamètre et $2^{mm},5$ d'épaisseur. Elle était fixée à un fil de cuivre qui servait à la conduction et était mastiquée dans le tube *f*.

L'anode consistait en un cylindre de laiton *g* de $7^{cm},5$ de long et de $2^{cm},8$ de large. A l'une de ses extrémités était appliqué un tube de laiton *h* plus étroit, de $5^{cm},5$ de long, qui pénétrait dans le tube de verre *b*. Un fil fin, *i*, était tendu devant l'ouverture terminale de *h*, et son ombre était observée (*fig.* 10). L'anode était reliée électriquement par le fil de cuivre *k* mastiqué dans le tube de verre *c*. Le contact était obtenu par un balai de fils fins qui se pressaient fortement contre le tube de laiton *h*.

Le tube de verre *a* était fermé par une lame résistante, portant une division millimétrique. Sur sa face tournée vers le tube, cette lame était enduite d'une mince couche de craie, qui brille d'une lueur rouge sous le choc des rayons cathodiques. Pour rendre la division visible, la craie fut enlevée des traits de division avec une fine aiguille, afin que les traits, ainsi débarrassés, se détachassent en sombre sur le fond de craie fluorescente. Contre toute attente, les traits apparaissaient cependant brillant d'un rouge clair sur le fond de craie plus sombre. Le phénomène est probablement le même que celui qui est employé dans la méthode récemment introduite dans la pratique par Martens (1) pour l'éclairage des traits d'échelle.

Le mode d'expérience, comme cela a été mentionné au début, suit celui de Kaufmann. Le pôle négatif d'une machine à influence I, actionnée par un électromoteur, était relié par l'intermédiaire d'un commutateur B, à un électromètre de Braun et à la cathode.

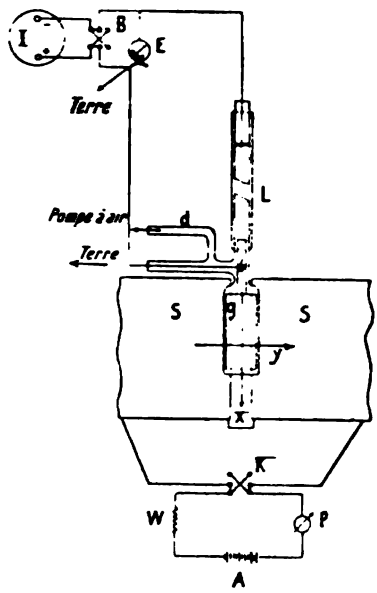
Le pôle positif de la machine, lié à la base de l'électromètre et à l'anode, était mis à la terre, de façon qu'à l'intérieur du cylindre constituant l'anode, le potentiel restait nul.

Le tube était relié par la pièce *d* à une machine pneumatique à mercure automatique. La pression du gaz (l'air fut seul employé) n'était pas mesurée, car cela était sans importance pour la question actuelle. L'électromètre fut étalonné avec une batterie d'accumulateurs de 4300 volts et pour les plus hautes tensions au moyen d'une balance électrostatique. Pour l'exécution de cet étalonnage, j'ai une grande reconnaissance à M. A. Orgler. La place du tube à l'intérieur des bobines et la disposition d'ensemble sont visibles sur la figure 11. Les déviations éprouvées par les rayons cathodiques lors de l'excitation du champ, et aussi lors du renversement du courant,

(1) F. F. MARTENS, *Wied. Ann.*, t. LXII, 1897, p. 206-208.

sont données par l'ombre du fil anode sur la division ; en même temps on mesure le potentiel et l'intensité du courant. Dans les expériences

Fig 11.



on veillait à ce que les déviations ne fussent pas plus grandes qu'un centimètre, car les calculs approchés, donnés plus haut, ne sont pas valables pour de plus grandes déviations.

b. — Orientation du tube cathodique.

La position exacte du tube est déterminée par cette condition que le chemin des rayons non déviés coïncide avec la direction de l'axe OX, et, en outre, soit à angle droit sur la direction des lignes de force (axe OY). Comme on ne pouvait, *a priori*, déterminer exactement la direction des rayons cathodiques à l'intérieur du tube, on l'obtenait par une expérience préalable, et le tube était ensuite fixé entre les bobines à une hauteur telle que la ligne joignant le milieu de la cathode et l'ombre du fil anode coïncidât exactement avec l'axe OX. La seconde condition était assurée simplement par la disposition des bobines et du support de bois portant le tube.

L'orientation dans le champ magnétique du fil anode et de la cathode, dont la position réciproque est donnée par les considérations

développées page 719, et aussi la détermination de la longueur du chemin parcouru par les rayons, durent être réalisées avec la plus grande exactitude.

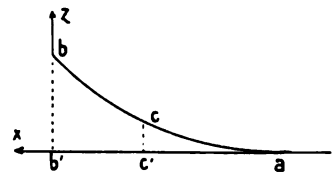
De petites irrégularités dans ces déterminations, particulièrement dans celle de la longueur du chemin parcouru (la déviation variant comme le carré de cette longueur), influencent le résultat d'une façon déjà très importante. Les déterminations se faisaient optiquement et résultaient d'un grand nombre de mesures séparées.

c. — *Étude des corrections.*

Avant d'arriver au calcul définitif de $\frac{\varepsilon}{\mu}$, il est encore nécessaire d'exposer la considération suivante, qui, *a priori,* indique la possibilité d'une correction au résultat.

Si dans la figure 12 la distance $a - b'$ représente la trajectoire du rayon non dévié, $a - b$ celle du rayon dévié, il est clair qu'en chaque point de $a - b$ il y a une autre intensité de champ qu'en la projec—

Fig. 12.



tion de ce point sur l'axe OX, pour laquelle le champ a été mesuré. La forme du champ pour le rayon dévié diffère aussi de celle qui a été obtenue par la mesure du champ, et il faut examiner jusqu'à quel point cette circonstance est susceptible de produire une modification du résultat.

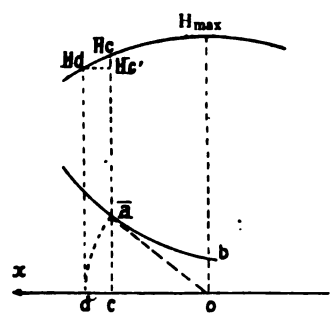
L'équation approchée de la courbe du rayon dévié s'écrit

$$z = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\mu V_0}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{x} H\, dx.$$

Dans les expériences de déviation indiquées dans le Tableau I (*voir* plus loin), la valeur moyenne des déviations lues est de $z = 0^{cm},815$. Partant de cette donnée, on peut construire point par point le chemin approché du rayon dévié. On en déduit pour chaque point du chemin la grandeur de la déviation et l'on peut ensuite déterminer l'intensité du champ en chacun de ces points. Sur la

figure 13, on voit comment ce résultat s'obtient. Le point O représente le milieu du diamètre des bobines, c'est-à-dire un point de leur axe où l'intensité du champ est maxima ($H_{max.}$); $a - b$ est une partie du chemin dévié. En décrivant un cercle de O comme centre avec Oa comme rayon, ce cercle coupe l'axe OX en d. L'ordonnée H_d

Fig. 13.



de la courbe du champ correspondant à ce point donne l'intensité du champ existant au point a du chemin. On obtient ainsi pour le point a une intensité de champ $H_{c'}$.

De cette façon on peut construire par points la courbe corrigée du champ. En effectuant maintenant, pour la courbe du champ ainsi obtenue, la construction de la courbe $\int H\,dx$, il en résulte que celle-ci s'écarte si peu de l'autre que cette différence peut être négligée. Par exemple en choisissant un point a de la trajectoire pour lequel $Oc = 3^{cm}$, la déviation ca est égale à $0^{cm},523$. Cela donne pour cd une longueur de $0^{cm},04$; d'où résulte une correction de la valeur du champ de $-0,05$ pour 100 seulement. A une distance de 7^{cm} de l'axe, ca est égal à $0^{cm},229$; on obtient alors pour cd la valeur $0^{cm},004$ et une correction correspondante du champ d'environ $-0,3$ pour 100. Mais comme cette valeur relativement élevée de la correction n'est atteinte qu'au commencement seulement de la trajectoire, c'est-à-dire sur une distance qui ne contribue que pour une très petite part à l'intégrale $\int H\,dx$ qu'on doit ensuite calculer, on constate alors avec facilité que la correction totale s'élève en tout à moins de 0,1 pour 100. Ce résultat, très favorable, n'est pas dû au hasard, mais à la disposition particulière du tube. En effet, dans les régions où le champ est très rapidement variable, les déviations du rayon sont très petites,

alors qu'au contraire, vers l'extrémité de la trajectoire du rayon où les déviations sont les plus grandes, le champ est à peu près constant.

d. — Mesures et calcul de $\frac{\varepsilon}{\mu}$.

Dans les Tableaux, z_0 est la valeur lue de la déviation en centimètres, z'_0 la valeur réduite d'après l'équation (14), J le courant des bobines en ampères, V_0 le potentiel en volts. Dans l'avant-dernière colonne sont indiquées les valeurs de $\frac{z'^2_0 V_0}{J^2}$ et dans la dernière les écarts de celles-ci avec la valeur moyenne, en pour 100.

TABLEAU I.

Distance du fil anode à l'axe des bobines : 104^{mm} (point a dans la *fig.* 8) (1). Distance de la cathode à l'axe : 182^{mm} (point I) (1). Distance de la lame du fermeture à l'axe : 29^{mm}. En conséquence, la longueur de la trajectoire du rayon entre le fil anode et la lame de fermeture $(a - b) = 133^{mm}$.

V_0.	J.	z_0.	z_0^2.	z'^2_0.	$\frac{z'^2_0 V_0}{J^2}$.	δ pour 100 (2).
5910	1,088	0,94	0,885	0,853	4250	—2,9
6260	1,054	0,90	0,810	0,783	4400	+0,5
6560	1,087	0,895	0,800	0,774	4280	—2,3
6840	1,05	0,86	0,74	0,717	4440	+1,4
6900	1,087	0,885	0,783	0,758	4420	+0,9
7170	1,058	0,84	0,706	0,684	4380	0
7300	1,076	0,845	0,714	0,693	4360	—0,4
7300	1,076	0,845	0,714	0,693	4360	—0,4
7650	1,06	0,815	0,664	0,645	4380	0
7710	1,06	0,805	0,648	0,631	4325	—1,2
7710	1,059	0,81	0,656	0,638	4375	0
7710	1,059	0,815	0,664	0,645	4430	+1,2
7710	1,058	0,81	0,656	0,638	4400	+0,5
7760	1,058	0,805	0,648	0,631	4375	0
7830	1,058	0,81	0,656	0,638	4460	+1,8

(1) Cette position correspond à la condition donnée page 719 que l'intégrale $\int_a^I H\,dx$ soit nulle (voir *fig.* 8).

(2) Les écarts sont un peu plus grands que dans les mesures de Kaufmann, parce que le Tableau ci-dessus contient $\frac{z'^2_0 V_0}{J^2}$, tandis que Kaufmann donne la racine carrée de ces valeurs.

V_0.	J.	z_0.	z_0^2.	$z_0'^2$.	$\frac{z_0'^2 V_0}{J^2}$.	δ pour 100.
7830	1,056	0,805	0,648	0,631	4425	+1,0
7890	1,057	0,805	0,648	0,631	4450	+1,6
7950	1,072	0,8	0,64	0,623	4310	—1,6
8000	1,07	0,795	0,632	0,615	4290	—2,0
8000	1,053	0,79	0,624	0,609	4390	+0,3
8240	1,042	0,78	0,608	0,593	4470	+2,0
8300	1,11	0,825	0,68	0,661	4440	+1,4
8300	1,071	0,79	0,624	0,609	4400	+0,5
8530	1,036	0,75	0,56	0,547	4340	—0,9
8750	1,087	0,775	0,60	0,586	4330	—1,1
8850	1,078	0,765	0,586	0,572	4340	—0,9
8860	0,982	0,705	0,497	0,487	4460	+1,8
8930	0,972	0,685	0,469	0,46	4325	—1,2

Comme valeur moyenne pour $\frac{z_0'^2 V_0}{J^2}$, on trouve 4378,75.

Le calcul donne ensuite

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,868.10^7 \text{ unités C.G.S.}$$

Tableau II.

Le tube cathodique a la même position que dans la première expérience. Cependant l'anode était déplacée de $0^{cm},5$, de sorte que sa distance à l'axe des bobines s'élevait à 99^{mm} (point *c* dans la figure). La position correspondante de la cathode est marquée dans le dessin par le chiffre II, et sa distance à l'axe s'élevait à 200^{mm}. La trajectoire du rayon (*c* — *b*) a dans cette disposition une longueur de 128^{mm}.

V_0.	J.	z_0.	z_0^2.	$z_0'^2$.	$\frac{z_0'^2 V_0}{J^2}$.	δ pour 100.
6560	1,117	0,915	0,84	0,811	4260	—1,8
7830	1,117	0,85	0,72	0,698	4380	+0,9
8580	1,117	0,795	0,63	0,613	4220	—2,7
8860	1,117	0,78	0,61	0,594	4210	—3,0
9110	1,117	0,785	0,615	0,6	4370	+0,7
9180	1,117	0,78	0,61	0,594	4355	+0,4
9640	1,117	0,755	0,57	0,556	4290	—1,1
10290	1,119	0,725	0,525	0,514	4225	—2,6

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	$\frac{\pi^2 V_0}{J^2}$.	δ pour 100.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4330	−0,2
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4280	−1,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4260	−1,8
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4380	+0,9
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4420	+1,9
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4380	+0,9
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4370	+0,7
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4430	+2,1
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4380	+0,9
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4340	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4410	+1,6
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4440	+2,3
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4300	−0,9
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4270	−1,6
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4400	+1,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4400	+1,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4360	+0,5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4320	−0,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4400	+1,4
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	4300	−0,9

De cette série d'observations résulte comme valeur moyenne [illegible] $\frac{\pi^2 V_0}{J^2}$ [illegible]

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon} = [illegible] \text{ unités C.G.S.}$$

Tableau III.

Dans cette troisième expérience, on déplaça à la fois le tube et l'anode. [illegible] fil anode se trouvait à une distance de 45mm,5 de l'axe des bobines (poin[illegible] dans la figure). La position correspondante de la cathode était à 215mm,5 [illegible] l'axe (III). La distance de la lame de fermeture (e) à l'axe était dans ce [illegible] de 45mm. Par suite, le chemin parcouru par le rayon ($d - e$) entre le fil an[illegible] et la lame de fermeture avait une longueur de 140mm,5.

V_0.	J.	z_0.	z_0^2.	$z_0'^2$.	$\frac{z_0'^2 V_0}{J^2}$.	δ pour 100.
4860	0,860	1,09	1,190	1,148	7560	—2,6
4980	0,851	1,075	1,156	1,120	7730	—0,4
5660	0,855	1,01	1,02	0,99	7680	—1,0
5660	0,85	1,015	1,03	1,00	7850	+1,1
6090	0,85	0,96	0,922	0,897	7570	—2,5
6210	0,862	0,96	0,922	0,897	7500	—3,3
6560	0,84	0,93	0,865	0,843	7850	+1,1
6560	0,865	0,95	0,903	0,879	7700	—0,8
6560	0,861	0,95	0,903	0,879	7800	+0,5
7110	0,858	0,92	0,846	0,825	7990	+2,9
7700	0,845	0,855	0,732	0,717	7740	—0,3
8000	1,15	1,145	1,311	1,260	7630	—1,7
8180	0,838	0,83	0,69	0,676	7900	+1,8
8850	0,85	0,815	0,664	0,652	8000	+3,1
8850	0,85	0,81	0,656	0,644	7900	+1,8
8850	0,85	0,81	0,656	0,644	7900	+1,8
9240	1,14	1,045	1,092	1,057	7520	—3,1
10820	1,149	0,99	0,980	0,952	7820	+0,8
11530	1,172	0,99	0,980	0,952	8000	+3,1
11840	1,149	0,93	0,865	0,843	7570	—2,5

La valeur moyenne de $\frac{z_0'^2 V_0}{J^2}$ est 7760,5. Il en résulte

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,860.10^7 \text{ unités C.G.S.}$$

La première et la troisième mesure ont la plus grande différence, 0,43 pour 100, la première et la deuxième en ont une de 0,1 pour 100 seulement. Comme valeur moyenne de ces trois résultats, on obtient

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \mathbf{1,865.10^7 \text{ unités C.G.S.}}$$

En terminant, j'exprime mes meilleurs remercîments à M. le Dr Kaufmann, qui me donna l'idée de ce travail et me seconda dans son exécution de ses conseils et de ses actes de la manière la plus généreuse.

[illegible] DES GAZ,

[illegible]

[illegible]

Bibliographie

[illegible] Leuchten eines [illegible]

[illegible] Glimmlicht (*Ann. d. Phys.*, t. XIII, [illegible]

[illegible] Metallionen im Glimmstrom in freier Luft (gemeinsam [illegible] *Phys. Zeitschr.*, [illegible]

[illegible] die Entstehung der [illegible] Gasspektra (*Ann. d. Phys.*, [illegible]

[illegible] über die Entstehung des Banden- und Linienspektrums (*Gött.* [illegible]

[illegible] Linienspektra des Quecksilbers (*Ann. d. Phys.*, t. XVI, [illegible]

§ 1. — Spectres continus et discontinus.

D'après la manière de voir la plus générale, à notre époque, l'émission de la lumière ou le rayonnement électromagnétique prend naissance par les accélérations de quantités élémentaires d'électricité. Celles-ci se manifestent sur des ions entièrement libres ou reliés à des systèmes d'électrons (des atomes chimiques). Dans les gaz raréfiés et à haute température les ions négatifs sont principalement des électrons ions, c'est-à-dire qu'ils possèdent la charge spécifique $\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)$ des rayons cathodiques.

La période du rayonnement électromagnétique est identique à celle du mouvement de la quantité élémentaire correspondante. Dans les gaz, les ions prennent des accélérations de toutes les périodes possibles par leurs chocs entre eux ou contre les molécules neutres. L'émission de lumière des ions dans un gaz, et spécialement des électrons ions négatifs, donne donc un spectre continu (V, p. 507).

Dans un système d'électrons (atome chimique) leurs liaisons réciproques assignent pour les quantités élémentaires des périodes de mouvement déterminées. Un atome ou un atome-ion seul n'émet donc pas toutes les périodes possibles, mais quelques-unes qui sont déterminées; son spectre est donc discontinu. C'est au moins le cas quand le système d'électrons ne subit pas une influence du dehors.

Les périodes d'un système d'électrons peuvent être modifiées par des forces d'origine extérieure et, avant tout, par l'action d'autres systèmes d'électrons; c'est de cette façon que le spectre des raies d'un gaz lumineux peut se changer en un spectre continu.

§ 2. — Les électrons-ions négatifs produisent le rayonnement.

L'amplitude des vibrations des électrons d'un système sera modifiée par le choc contre d'autres particules. L'énergie de translation de la particule gazeuse sera ainsi transformée en énergie lumineuse. Cette transformation sera d'autant plus efficace que la masse de la particule sera plus petite. C'est donc surtout le choc des électrons-ions négatifs qui produira le rayonnement; c'est lui qui produit l'émission de la lumière de la colonne positive et de la couche lumineuse négative du courant lumineux ainsi que celle de la colonne positive de l'arc (IV, p. 509).

Plus sont fréquents les chocs des électrons négatifs avec les particules gazeuses, plus est intense l'émission de lumière de l'unité de volume. Aussi, lorsque, dans un tube à décharge où la pression du gaz et l'intensité du courant sont constantes, on diminue la densité du gaz à l'aide d'un fil de charbon qu'on échauffe, l'émission de lumière diminue à l'endroit échauffé; il semble que la lueur est éteinte par l'échauffement (I).

Si, au moyen d'un fort champ électrique, on empêche les électrons-ions négatifs (rayons cathodiques secondaires) de se trouver dans une région d'un gaz, cette région ne produit plus de lumière, elle reste sombre. Cela explique l'existence de l'espace sombre qui entoure la cathode de la décharge lumineuse et aussi une cathode secondaire introduite dans une région lumineuse du tube à décharge (II).

§ 3. — Hypothèse sur les centres d'émission du spectre de raies et du spectre de bandes.

Dans la plupart des éléments chimiques sur le trajet de l'électricité il se forme un spectre de raies et un spectre de bandes. Dans un gaz ionisé il existe des atomes neutres et des atomes-ions positifs, c'est-à-dire des atomes qui ont perdu un ou plusieurs électrons. J'ai introduit précédemment (¹) l'hypothèse que les spectres de raies sont émis par les atomes-ions d'un élément, tandis que les spectres de bandes proviennent de la recombinaison d'atomes-ions positifs et d'électrons négatifs. D'après cette hypothèse, l'énergie du spectre de raies provient exclusivement de l'énergie cinétique des particules qui se rencontrent; quant à celle du spectre de bandes elle résulte de la transformation de l'énergie potentielle que possèdent les électrons-ions négatifs vis-à-vis du reste positif de l'atome correspondant. De plus, un seul et même système (électron négatif et reste positif de l'atome) émet différentes parties du spectre de bandes suivant les différentes phases de la reconstitution de l'atome neutre. Cette hypothèse fondamentale permet d'expliquer facilement les expériences suivantes.

§ 4. — Transport électrique des atomes-ions positifs lumineux.

Deux électrodes métalliques sont placées verticalement, dans l'air libre, à environ 2^{cm} à 3^{cm} de distance l'une de l'autre. On établit entre elles un courant lumineux d'intensité constante (environ $0^{amp},07$). On observe sur tout le trajet de l'électricité la lueur jaune orangé de l'air; un fil de platine qu'on introduit sur ce trajet est échauffé jusqu'au rouge blanc. Supposons d'abord que la cathode soit au-dessus de l'anode; si l'on tient une perle d'un sel de lithium un peu au-dessous de la cathode, à la partie supérieure du courant, la coloration rouge que cela détermine n'apparaît que dans cette région, au-dessous de la cathode : elle ne descend pas vers l'anode. Supposons au contraire l'anode en haut et plaçons la perle de lithium vers le haut à la même place; cette fois la lueur rouge descend tout le courant en allant vers la cathode. Si l'on observe alors au spectroscope la lumière émise par

(¹) *Die Elektrizität in Gasen*, Leipzig, 1902, p. 544.

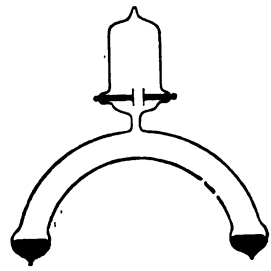
la cathode on y remarque le spectre des raies du lithium. On peut, au lieu d'un sel de lithium, employer un sel d'un autre métal quelconque : dans tous les cas les particules entraînées par le courant produisent devant la cathode le spectre de raies du métal correspondant (III).

§ 5. — Spectre de raies et de bandes placé dans un champ électrique.

Pour savoir si l'émission du spectre de raies ou de bandes est liée à la présence des ions, on peut observer la répartition de la lumière dans un champ électrique. Pour éviter d'influencer le courant qui porte le gaz à l'incandescence en établissant le champ électrique, il faut enlever aussi rapidement que possible le gaz lumineux du trajet que parcourt le courant pour l'amener dans une région où il n'y a pas de courant et y faire agir un champ électrique qui ne soit pas assez fort pour produire, par lui seul, une décharge lumineuse.

On peut y arriver, avec la vapeur de mercure, de la façon suivante. Le courant passe dans un tube en forme de demi-cercle dont les extrémités contiennent les électrodes de mercure (*fig.* 1). Au-dessus

Fig. 1.

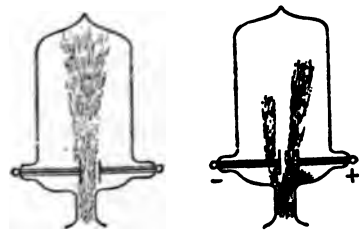


se trouve un large récipient cylindrique (vase à condensation) qui lui est réuni au milieu par une tubulure longue de 2^{cm} et large de $0^{cm},8$. Si l'on échauffe fortement le tube à décharge soit en le chauffant au dehors, soit à l'aide d'un courant intérieur (arc), la vapeur de mercure se précipite avec une grande vitesse du tube à décharge dans le vase à condensation pour s'y condenser. Immédiatement à côté de la tubulure se trouvent fixées, en regard l'une de l'autre, deux électrodes plates parallèles; l'une d'elles est placée au-dessus de l'ouverture et elle est frappée directement par le courant de vapeur qui pénètre dans le vase à condensation, elle sert de cathode; on sait que,

dans un gaz raréfié et ionisé, le champ qui se produit n'a une appréciable qu'auprès de la cathode (II, p. 380).

Supposons, en premier lieu, que le courant dans le tube à dé donne un spectre de raies (arc, décharge lumineuse intense). cas le jet de vapeur dans le vase à condensation présente a spectre de raies. Quand il n'y a pas de champ électrique, l'émis la lumière se produit aussi immédiatement devant la plaque f par la vapeur (*fig.* 2); mais si l'on fait jouer à celle-ci son r cathode en réunissant les électrodes à une batterie secondair

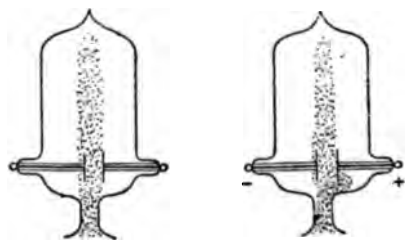
Fig. 2. Fig. 3.



isolée (200 à 300 volts), la lumière du spectre de raies s immédiatement au contact de la cathode et au-dessus (*fig.* 3).

On a fait, en second lieu, la même expérience en produisant du spectre de raies (tracé dans la *fig.* 4) le spectre de bandes

Fig. 4. Fig. 5.



tillé) avec une intensité convenable (courant lumineux faible) ce cas le champ électrique supprime (*fig.* 5) la partie ro spectre de raies, tandis que la région verte du spectre de reste inaltérée (IV, p. 529).

§ 6. — Influence de la température sur le rapport des intensités correspondant aux spectres de raies et de bandes.

Une fois que les atomes-ions positifs sont formés ils peuvent servir à la production de la lumière par suite de leur mouvement de translation dans le gaz. Si le nombre des ions reste constant par unité de volume, l'intensité spécifique du spectre de raies augmente, d'après notre hypothèse, si la température moyenne du gaz s'élève. Le nombre et l'intensité des chocs se trouvent en effet augmentés. L'énergie émise par suite des recombinaisons est au contraire une grandeur déterminée qui ne se modifie qu'un peu avec la température moyenne. Les recombinaisons sont d'ailleurs moins fréquentes à une température plus haute dans un gaz dont le nombre d'ions est constant par unité de volume; donc, si la température moyenne du gaz ionisé s'élève, l'intensité du spectre de bandes diminue si le nombre des ions est constant. En même temps celle du spectre de raies augmente.

Dans un tube de quartz de 30^{cm} de long on établit un courant lumineux faible à travers de la vapeur de mercure raréfiée; la colonne positive donne simultanément le spectre de raies et de bandes. Si l'on chauffe de 600° à 1000° le milieu du tube avec un brûleur Bunsen, toute la lumière verte du spectre de bandes disparaît à cet endroit, tandis qu'augmente la lumière rouge du spectre de raies [1].

§ 7. — Spectres multiples.

Les atomes-ions positifs se forment lorsque des électrons négatifs se séparent des atomes neutres.

Si un seul électron se sépare d'un atome neutre, il reste un atome-ion positif monovalent; il est divalent s'il s'est séparé deux électrons du même atome. Si un élément chimique forme plusieurs degrés de valences, il doit se produire, d'après notre hypothèse, autant de spectres de raies à structure différente, et puisqu'un spectre de bandes résulte de la recombinaison d'électrons (pour former un reste de valence inférieure ou un atome neutre), l'élément doit donc présenter autant de spectres de bandes différents.

Au moyen d'un spectographe j'ai pris le spectre du mercure sur la colonne positive, sur l'anode et la cathode de l'arc, et à la colonne

---

[1] Je n'ai pas encore publié cette expérience.

positive d'un tube à courant lumineux. Dans tous les cas j'ai obtenu un seul et même spectre, le spectre bien connu de raies du mercure. L'intensité des radiations à courte longueur d'onde était d'autant plus grande, vis-à-vis de celle des radiations à grandes longueurs d'onde, que la température moyenne de la région observée était plus élevée; mais le nombre et la position des raies étaient toujours les mêmes. Au point de vue électrique, dans les parties correspondantes, les électrons-ions négatifs qui ionisent le gaz par leur choc avaient en effet une vitesse qui ne dépassait guère 6 volts (*voir* plus haut, Mémoire I).

Les électrons-ions possèdent au contraire une vitesse bien plus grande dans la couche lumineuse négative d'un courant lumineux; la vitesse des rayons cathodiques primaires y est en effet supérieure à 300 volts; il se peut alors qu'un électron-ion ionisant puisse effectuer le travail de séparation non seulement d'un premier électron mais d'un second. La spectrophotographie de la couche négative lumineuse dans la vapeur de mercure montre en effet, avec le premier spectre de raies habituel, un second spectre de raies nouveau. La température moyenne de la vapeur dans cette couche négative était cependant inférieure ici à celle de l'arc qui ne donne dans toutes ses parties que le premier spectre (VI).

§ 8. — La lueur électrique des gaz n'obéit pas à la loi de Kirchhoff.

Ceci est facile à établir par une simple considération théorique. Cette loi repose en effet sur cette hypothèse qu'il y a équilibre thermodynamique entre le mouvement thermique des particules du corps rayonnant et du rayonnement lui-même. En d'autres termes, que le corps rayonnant soit momentanément limité par une paroi qui est parfaitement réfléchissante, non perméable à l'énergie et n'a par conséquent aucune relation énergétique avec ce qui l'entoure; immédiatement après la limitation l'état cinétique moléculaire du corps et son rayonnement ne doivent pas changer pour que celui-ci soit exclusivement thermodynamique; dans le cas d'un gaz la répartition des vitesses doit donc présenter un maximum d'entropie ou de probabilité satisfaisant donc à la loi de Maxwell-Boltzmann. Or cette condition n'est pas remplie dans un gaz traversé par un courant; car nous devons considérer celui-ci comme un mélange de deux gaz, un gaz formé de particules neutres, et un autre formé d'ions mis en mouvement par l'électricité; il y a constamment passage d'énergie de celui-ci à

celui-là; la répartition des vitesses est déterminée sur les ions par la grandeur et la direction de la chute de potentiel et par la longueur des trajets libres des ions. Le gaz ionisé et traversé par le courant ne satisfait nullement à la loi de Maxwell-Boltzmann. Il ne faut plus appliquer à la définition de l'état cinétique moléculaire du gaz la notion habituelle de température *thermique;* aussi je propose de désigner cet état cinétique par l'expression température *électrique,* dans le cas de la présence d'un courant électrique.

Puisque la répartition des vitesses dans un gaz ionisé parcouru par un courant, ne correspond pas à l'hypothèse de la loi de Kirchhoff, celle-ci ne s'applique donc pas à la lueur électrique du gaz (IV, p. 515). Aussi l'émission électrique d'un gaz ne présente pas la même répartition d'intensités spectrales qu'un corps obscur de même température moyenne. La comparaison n'est pas possible à cause de la signification différente du mot température dans les deux cas.

Bien que la loi de Kirchhoff et celle de Wien ne soient pas applicables à la lueur électrique des gaz, on peut pourtant conclure par analogie, que pour cette lueur aussi, et spécialement pour le spectre de raies, les radiations à courte longueur d'onde présentent vis-à-vis de celles à grande longueur d'onde une intensité d'autant plus grande que la répartition des vitesses sur les ions correspond à des vitesses plus grandes, c'est-à-dire que la température moyenne est plus élevée (IV, p. 517).

SUR L'IONISATION PAR LE CHOC DES IONS

POSITIFS ET NÉGATIFS,

PAR J. STARK.

Traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Bibliographie.

I. Ueber Ionisierung von Gasen durch Ionenstoss (*Ann. d. Phys.*, t. VII, 1902, p. 417-439).

II. Ionentheorie der elektrischen Selbstentladung (*Ann. d. Phys.*, t. VII, 1902, p. 919-931).

III. Einfluss der Temperatur auf die Ionisierung durch Ionenstoss (*Ann. d. Phys.*, t. VIII, 1902, p. 829-841).

IV. Ionenenergie gasförmiger Elemente, metallischer Zustand, Vorzeichen der elektrolytischen Dissoziation (*Phys. Zeitschr.*, t. III, 1902, p. 403-406).

V. Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle (*Phys. Zeitschr.*, t. V, 1903, p. 51-57).

VI. Versuche über die Ionisierung durch den Stoss positiver Ionen (*Verh. d. deutschen Physik. Ges.*, t. VI, 1904, p. 104-120).

§ 1. — Problème et méthode.

Les rayons cathodiques et canaux dus à des ions négatifs et positifs sont capables d'ioniser par leur choc des atomes gazeux à l'état neutre. On peut se demander si les ions possèdent cette propriété pour des vitesses aussi petites que l'on veut ou s'ils doivent avoir pour cela au moins une certaine vitesse limite. Dans un champ électrique les ions doivent leur vitesse aux différences de potentiel électrique entre les points qu'ils parcourent sans subir des chocs contre d'autres particules; si leur vitesse initiale est nulle, leur vitesse finale est, dans ces conditions, proportionnelle à la racine carrée de la différence de potentiel librement parcourue; aussi exprimerons-nous, dans ce qui va suivre, ces vitesses en volts, pour plus de clarté et de concision.

Stoletow et Townsend ont montré que dans un gaz ionisé secondairement, lorsqu'on élève progressivement la différence de potentiel entre

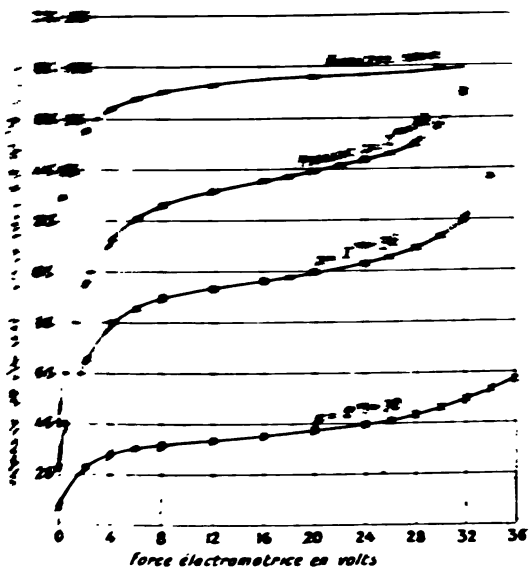
les électrodes, il s'établit d'abord une intensité de saturation limite, mais elle peut ensuite croître de nouveau. D'après J.-J. Thomson et Townsend il faut attribuer cette augmentation de l'intensité à l'ionisation due au choc des ions qui ont subi librement dans le champ électrique une différence de potentiel. Lorsque les électrodes sont peu écartées, cette différence librement parcourue est égale à celle du potentiel des électrodes. La plus petite valeur de la différence de potentiel entre les électrodes pour laquelle, après la saturation, on commence à observer le nouvel accroissement de l'intensité, est le potentiel d'ionisation, c'est-à-dire le minimum de différence de potentiel subie librement par les ions qui les rende capables de produire l'ionisation.

Pour déterminer le potentiel d'ionisation j'ai employé la méthode suivante. J'utilise comme électrode un filament de charbon incandescent, l'autre électrode étant formée par une pointe ou un disque de métal; une des extrémités du fil de charbon était réunie à l'électrode métallique par l'intermédiaire d'un galvanomètre et d'une force électromotrice variable.

Par suite de la haute température du fil de charbon il se forme à sa surface des ions positifs et négatifs; la différence de potentiel entre les électrodes pousse alors vers l'électrode métallique, à travers le gaz, les ions positifs ou les négatifs. On fait croître la force électromotrice à partir de zéro et l'on observe l'intensité correspondante. On choisit la pression du gaz et l'écart des électrodes de façon à obtenir d'abord le courant de saturation, puis l'augmentation d'intensité. Il faut avoir soin que la différence de potentiel entre les extrémités du fil soit aussi petite que possible : on prend celui-ci de façon qu'il suffise de 1 ou 2 volts pour le porter au rouge blanc. Enfin le filament de charbon doit être assez épais pour présenter cependant une certaine surface malgré le peu de longueur qu'impose la condition précédente; cela a en même temps l'avantage que la variation de potentiel entre le charbon et l'électrode de métal n'a pas lieu exclusivement auprès du charbon, mais dans tout l'espace gazeux.

Dans ces conditions la méthode est applicable à la détermination du potentiel d'ionisation des ions positifs (100 à 400 volts); pour celui des ions négatifs elle n'est applicable que si ce potentiel est supérieur à 10 volts; pour des valeurs inférieures on n'observe pas de courant de saturation avant que l'intensité ne recommence à augmenter.

Mes recherches sur l'ionisation de l'azote par le choc des ions ont donné les résultats généraux suivants. Il existe aussi bien pour les



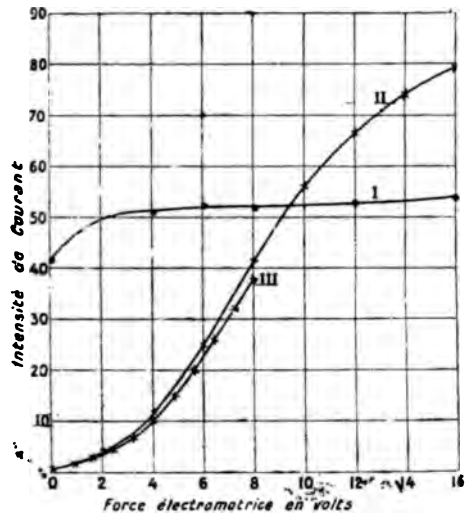
entre les pinces de 1,41 volt; comme anodes j'utilisais des du fer circulaires séparées par un intervalle d'environ 2^{mm}, le du charbon était placé dans l'espace qui les sépare; le gaz était l'azote; la courbe obtenue dans le vide est représentée de la figure.

L'examen de cette figure montre facilement que, dans l

pour le cas étudié, l'ionisation par le choc des électrons-ions négatifs commence pour la valeur 26 volts de la force électromotrice interposée; en tenant compte du voltage, $1^{volt},41$, de la lampe, on obtient ainsi pour le potentiel d'ionisation cherché $27^{volts},4$.

Les courbes de la figure 2 ont été obtenues avec un fil de charbon

Fig. 2.



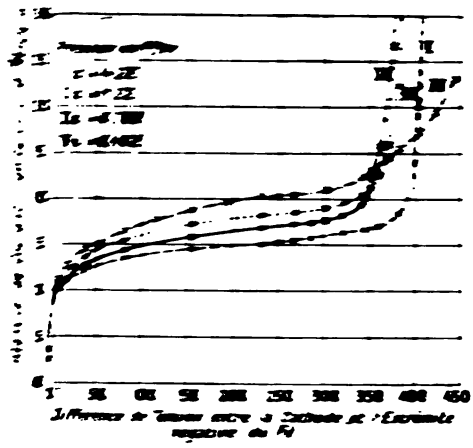
de $1^{mm},8$ de longueur, pour des intensités de $1^{amp},1$ à $1^{amp},13$, et un voltage de $1^{volt},9$ à $1^{volt},95$ à la lampe; les anodes sont les mêmes que plus haut; pour la courbe I une division des ordonnées est égale à $4,8.10^{-10}$, pour II à $14,4.10^{-10}$, pour III à $7,2.10^{-10}$ ampère. La courbe I a été obtenue à 14°, la courbe II à 60° (dans un bain d'air), la courbe III à 25°.

Les courbes montrent que notre méthode n'est pas applicable à la vapeur de mercure; la vapeur de mercure est déjà ionisée pour des petites vitesses des ions négatifs; le potentiel d'ionisation des électrons-ions négatifs est compris entre 4 et 7 volts.

§ 3. — Ionisation par le choc des ions positifs dans l'azote.

Les courbes de la figure 3 ont été obtenues avec une anode formée par un fil de charbon incandescent, et une cathode placée à 6^{mm} en regard et constituée par une pointe de cuivre. Comme on le voit, l'in-

[illegible] le potentiel d'ionisation [illegible] ions positifs dans l'azote sur une cathode de cuivre.



Quand l'ionisation par le choc des ions positifs n'a pas lieu à la *surface de la cathode*, mais à l'intérieur du gaz, comme c'est le cas *pour le courant positif issu d'une pointe*, le potentiel d'ionisation est *plus fort*, il monte dans l'azote jusqu'à 450 volts (VI, p. 115).

§ 4. — Courants indépendants, décharge indépendante.

J'ai appelé courants indépendants ceux qui se produisent dans *un gaz* dont les ions sont mis en liberté par un transport d'énergie *secondaire*, par exemple par des rayons Röntgen : cette ionisation *cesse en même* temps que l'ionisateur secondaire. Il se passe la même *chose si, à côté* de cet ionisateur secondaire, agissent pour l'ionisation les chocs d'ions ou seuls positifs, ou seuls négatifs. Mais, si les deux *espèces* d'ions ionisent simultanément le gaz par leur choc, si le courant a pu s'établir sans un ionisateur secondaire, nous dirons que l'ionisation est indépendante. Les ions positifs en produisent de négatifs en une certaine place grâce à une chute de potentiel et ceux-ci, par compensation, en produisent des positifs à l'endroit d'où viennent les premiers. Là-dessus repose le mécanisme du courant lumineux et du courant de pointe et j'exposerai comment dans l'arc les deux espèces d'ions se produisent de chaque côté.

La production d'une décharge indépendante dans un gaz repose

aussi sur l'ionisation par choc d'ions des deux signes. Le passage du gaz de l'état ionisé à l'état non ionisé demande ici un certain temps; en même temps la forme du champ électrique se modifie. Dans une théorie des ions de la décharge électrique indépendante, j'ai donné une formule pour la grandeur de la chute de potentiel qui doit exister dans un champ électrostatique pour qu'il se produise à une électrode une décharge indépendante.

§ 5. — Constance du potentiel d'ionisation; il est indépendant de la température.

Nous devons considérer comme étant en vibration à l'intérieur du groupe atomique neutre l'électron qui en sera détaché par l'ionisation. Soit s_i la somme des énergies cinétique et potentielle de la vibration. Suivant que l'accélération résultant de la vibration de l'électron qui se détache est égale ou opposée à celle que lui donne l'ion qui le choque, l'ionisation sera facilitée ou rendue plus difficile par l'énergie vibratoire intérieure. Soient e_i l'énergie potentielle de l'ion (énergie de l'électron détaché vis-à-vis du reste atomique positif), a_i le travail d'ionisation, k un coefficient, on a

$$a_i = k(e_i \pm s_i).$$

Correspondant au mouvement thermique, s_i est en général différent d'un atome à l'autre à une température absolue moyenne T donnée; de plus il croît avec la température. Dans des limites assez éloignées, a_i peut être regardé comme indépendant de T, et constant d'un atome à l'autre, pourvu que $s_i(T)$ soit petit vis-à-vis de e_i. C'est ce qui a lieu en fait. Deux choses en effet conduisent à cette conclusion au moins jusqu'à la température du rouge. Si s_i était un peu grand, de l'ordre de grandeur de 1 volt, déjà au-dessous du rouge il devrait se produire un rayonnement électromagnétique intense des électrons négatifs avec l'énergie vibratoire s_i. Ce n'est pas le cas dans la plupart des gaz et des vapeurs où ce rayonnement est faible. En second lieu, on trouve que pour la vapeur de mercure qui est monoatomique et non ionisée, le rapport caractérisant les chaleurs spécifiques est exactement celui qu'on calculerait en supposant que l'énergie intérieure de l'atome soit très petite.

D'autre part l'expérience montre que a_i est considérable. Puisque s_i est très petit on peut donc en déduire que e_i est, au contraire, grand,

et que s_i est négligeable devant e_i au moins jusqu'à la température du rouge.

A cela s'ajoute encore cette considération que la vitesse thermique moyenne d'un ion, au moins jusqu'à la température du rouge, est petite vis-à-vis de celle qu'il possède lorsqu'il a librement subi le potentiel d'ionisation.

D'après cela le travail d'ionisation d'un ionisateur quelconque agissant sur un gaz (gaz métalloïdal), et, dans le cas actuel, le potentiel d'ionisation des ions positifs et négatifs possèdent une valeur constante qui, jusqu'au rouge, est indépendante de la température moyenne du gaz (VI, p. 57).

En réalité G.-C. Schmidt [1] a montré que pour un gaz dont la pression est constante la chute de potentiel dans la colonne positive est indépendante de la température jusqu'au rouge; mes propres recherches [2] ont montré la même chose à la cathode du courant lumineux; Bouty [3] l'a aussi trouvé pour le potentiel initial d'une décharge indépendante et Mac Clung [4] a établi que l'ionisation par les rayons de Röntgen est de même indépendante de la température jusqu'à 222°.

---

(1) G.-C. Schmidt, *Ann. d. Phys.*, t. I, 1900, p. 633.
(2) J. Stark, *Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903, p. 31.
(3) E. Bouty, *Comptes rendus*, t. CXXXVI, 1903, p. 40, 669, 741, 1646.
(4) Mac Clung, *Phil. Mag.*, t. VII, 1904, p. 81.

LE MÉCANISME DE L'ARC ÉLECTRIQUE,

PAR J. STARK.

Traduit de l'allemand par A. GALLOTTI.

Bibliographie.

I. Druckbeobachtungen am Quecksilberlichtbogen (gemeinsam mit M. Reich) (*Phys. Zeitschr.*, t. IV, 1903, p. 321-324).

II. Induktionserscheinungen am Quecksilberlichtbogen im Magnetfeld (*Phys. Zeitschr.*, t. IV, 1903, p. 440-443).

III. Zur Kenntniss des Lichtbogens (*Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903, p. 673-713).

IV. Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden (*Phys. Zeitschr.*, t. V, 1904, p. 81-83).

V. Der Lichtbogens zwischen gekühlten Elektroden (gemeinsam mit L. Cassuto) (*Phys. Zeitschr.*, t. V, 1904, p. 266-269).

VI. Quecksilber als kathodische Strombasis des Lichtbogens (*Phys. Zeitschr.*, t. V, 1904, p. 750-751).

VII. Anoden- und Kathodenfall und Ursprung der positiven Ionen des Lichtbogens (encore inédit).

§ 1. — Vaporisation des électrodes.

Comme nous le verrons plus loin, la base cathodique de l'arc électrique se trouve toujours nécessairement à une haute température; la cathode émet donc toujours de la vapeur. Dans beaucoup de cas l'anode de l'arc est aussi tellement chaude qu'elle émet également des vapeurs dans le courant.

Si cette vaporisation se produit aux extrémités cathodique et anodique de l'arc, il en résulte en ces points, dans l'espace occupé par la vapeur, un excès de pression sur l'espace environnant. Celle-ci se reconnaît par les moyens suivants : si d'abord l'électrode est liquide, cet excès de pression y cause un petit creux au point de départ du courant; si de plus on y fait aboutir l'extrémité d'un petit tube communiquant avec un manomètre, celui-ci s'élève un peu (I, p. 322; V, p. 269). En second lieu, par suite de l'existence de cette surpression, de la vapeur se répand de l'extrémité du courant à l'intérieur

du chemin qu'il parcourt entre les électrodes; si l'on fait arriver ce courant de vapeur produit à la cathode de l'arc à mercure normalement à un champ magnétique, on voit que l'extrémité cathodique de l'arc est déplacée par suite de la production d'une force électromotrice par induction (II, p. 440).

L'arc peut se produire non pas exclusivement dans la vapeur d'une de ses électrodes (comme cela a lieu, par exemple, pour l'arc à mercure dans un récipient), mais aussi dans une atmosphère gazeuse, comme l'air; il se forme alors un mélange de la vapeur des électrodes et du gaz qui les entoure. La chute de potentiel d'une extrémité de l'arc à l'autre est alors d'autant plus grande que la proportion de vapeur est plus faible dans ce mélange (III, p. 679). Par exemple on fait croître cette chute en refroidissant l'anode de façon à diminuer sa vaporisation (V, p. 267). Pour éviter le trouble que produit donc nécessairement le gaz entourant l'arc j'ai fait le plus grand nombre de mes expériences sur l'arc à mercure dans un récipient où l'on a fait le vide.

§ 2. — Les ions et les différentes parties de l'arc.

C.-D. Child a le premier indiqué une théorie expliquant le passage du courant dans l'arc par un mouvement d'ions positifs et négatifs. D'après mes idées actuelles, étant donnée la haute température de l'arc, les ions négatifs doivent être surtout des électrons-ions négatifs et les ions positifs des atomes-ions (III, p. 680).

L'arc électrique étant un courant indépendant, il doit maintenir lui-même le nombre de ses ions positifs et négatifs constant entre ses électrodes. Le chemin qu'il suit se compose des parties suivantes : à son extrémité cathodique se trouve une aigrette en forme de pinceau, puis vient un espace relativement obscur, puis l'aigrette positive qui se termine par une couche lumineuse située sur l'anode. En diminuant la distance des électrodes la colonne positive peut être amenée à disparaître et aussi, dans certaines circonstances, la couche lumineuse de l'anode. La colonne positive et la couche de l'anode obéissent aux mêmes lois dans le cas de l'arc que dans celui du courant lumineux; on peut dire aussi qu'il s'y produit des ions positifs et négatifs par le choc d'électrons-ions négatifs (III, p. 674, 680).

§ 3. — Origine des ions négatifs à la cathode.

D'après mes idées la base cathodique de l'arc rayonne des électrons-ions négatifs; elle doit donc, d'après cela, posséder une température très élevée. C'est une condition d'existence de l'arc : son existence exige que sa cathode soit placée dans un état de température si élevée qu'il en résulte un rayonnement intensif d'électrons-ions négatifs (III, p. 687).

Toutes les expériences faites jusqu'à présent montrent qu'en fait la base cathodique de l'arc possède une très haute température. Le mercure liquide y est porté au blanc (VI, p. 750). Si l'on empêche la cathode de prendre une température élevée, l'arc ne s'allume pas ou ne se maintient pas. C'est ainsi qu'on ne peut pas le faire jaillir d'une cathode tournant de façon à être refroidie, ni d'une cathode formée par un électrolyte de température basse comme une solution de sulfate de zinc (V, p. 265).

Ainsi, pour que la base cathodique de l'arc rayonne d'une façon permanente des électrons-ions négatifs, elle doit aussi d'une façon permanente être chauffée à une haute température. Cette condition est réalisée grâce aux ions positifs qui viennent frapper ce point avec une grande énergie cinétique. Ceci n'est possible d'une façon durable que si la disparition des ions positifs est compensée sans cesse par la formation d'ions positifs nouveaux devant la cathode pour entretenir le courant.

§ 4. — Origine des ions positifs à la cathode. — Chute cathodique.

Les ions positifs de l'arc ne sont pas envoyés par l'anode, car tout arc peut exister sans que son anode soit même échauffée au rouge (V, p. 265).

Lorsqu'un arc présente une couche lumineuse anodique et une colonne positive, il se produit bien en ces points des ions positifs par le choc d'électrons-ions négatifs (§ 2); mais ce ne sont pas nécessairement les lieux d'origine des ions positifs qui échauffent la base cathodique de l'arc puisque celui-ci peut exister sans présenter ces deux parties (VII).

La région où se produisent les ions positifs agissant sur la cathode c'est l'aigrette cathodique. Ils s'y forment par le choc des électrons-ions négatifs qui arrivent de la base cathodique de l'arc. Puisque ceux-ci

ont nécessairement une énergie cinétique déterminée pour pouvoir produire l'ionisation, ils doivent donc parcourir de la cathode à l'intérieur de cette aigrette une chute de potentiel minimum qui est leur potentiel d'ionisation pour la vapeur correspondante. Cette chute de potentiel, la chute cathodique, doit donc nécessairement exister si les ions positifs se forment devant la cathode. L'existence de cette chute cathodique et la haute température de la base cathodique du courant sont donc deux conditions indispensables pour la formation de l'arc. La première doit être remplie pour qu'il se forme devant la cathode des ions positifs, la seconde pour que celle-ci émette des ions négatifs.

Puisque cette chute cathodique de l'arc représente un potentiel d'ionisation nous devons nous attendre à ce qu'elle soit indépendante de l'intensité du courant, de la température et de la pression de la vapeur, comme le montrent la théorie (*voir* le Mémoire précédent, § 5) et les mesures; par contre elle dépend du métal de la cathode et elle est caractéristique de l'élément chimique correspondant (VII).

§ 5. — Chute anodique.

Tandis que le mécanisme de la formation réciproque des ions positifs et négatifs assigne à la chute cathodique de l'arc une valeur constante, la chute du potentiel à l'anode est au contraire un phénomène secondaire variable avec des circonstances secondaires. Cette chute de potentiel est nécessaire pour que les ions positifs soient poussés constamment par la force électrique hors de la couche de vapeur entourant l'anode. Il y a trois cas principaux à distinguer pour sa valeur.

1° L'anode peut être solide et non fortement échauffée, et la cathode assez près pour que l'anode soit touchée par l'aigrette cathodique. Dans ce cas il se forme constamment et immédiatement devant l'anode, et sous l'action des électrons-ions négatifs venant de la cathode, des ions positifs nouveaux pour compenser la disparition de ceux qui partent. La chute anodique est donc faible, c'est ainsi qu'elle atteint à peine 3 volts dans la vapeur de mercure avec une anode de fer refroidie pour un courant de 5 ampères (VII).

2° L'anode peut ne pas être portée au rouge et ne pas être atteinte par l'aigrette cathodique. Dans ce cas elle est recouverte de la couche anodique et la chute anodique doit être maintenant assez grande pour que les électrons-ions négatifs qui subissent cette variation de

potentiel produisent des ions positifs par leur choc immédiatement à la surface de l'anode. Elle doit donc être au moins égale à la chute cathodique, par exemple à 6,5 volts dans la vapeur de mercure au contact du mercure liquide (VII).

3° L'anode peut être recouverte de la couche anodique et être portée au rouge blanc. Dans ce cas il se produit à sa surface, par suite de la haute température une force électromotrice intérieure qui tend à repousser les électrons-ions négatifs dans l'espace occupé par la vapeur, contrairement à l'action du courant. Cette force contraire doit donc être compensée par une augmentation de la chute de potentiel à l'anode. Celle-ci s'abaissera d'ailleurs si l'on refroidit l'anode (V, p. 269; VII).

§ 6. — Potentiel minimum de l'arc.

On appelle ainsi la différence de potentiel des électrodes lorsqu'elles sont placées aussi près que possible l'une de l'autre. L'existence de ce potentiel minimum qui doit exister entre les électrodes pour que l'arc se produise résulte évidemment des deux conditions que nous venons d'expliquer : Une chute de potentiel cathodique de valeur déterminée et de plus une certaine chute anodique. Le potentiel minimum (m) de l'arc est donc égal à la somme de la chute cathodique (k) et anodique (a). Dans l'expression

$$m = k + a$$

k est constant, a et par conséquent m varient suivant les conditions secondaires de l'expérience. La valeur de m est de 13 volts pour un arc au mercure avec anode de mercure entourée de la couche anodique; elle est de 8 volts pour une anode de fer atteinte par l'aigrette cathodique.

SUR LES EFFETS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES

PRODUITS PAR LE MOUVEMENT DES CORPS ÉLECTRISÉS,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par Edouard SALLES.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XI, 1881, p. 229.

§ 1. Dans de très intéressantes expériences récemment exécutées par M. Crookes (*Phil. Trans.*, 1879, 1re et 2e parties) et le docteur Goldstein (*Phil. Mag.*, septembre et octobre 1880) sur les décharges électriques dans les gaz très raréfiés, les particules de matière possédant une charge électrique considérable et se déplaçant avec des vitesses très grandes constituent le caractère proéminent des phénomènes; une grande partie des recherches consiste en expériences sur l'action des particules l'une sur l'autre, et sur l'effet qu'un aimant peut avoir sur elles. Il semble, par suite, intéressant, à la fois comme mise à l'épreuve de la théorie et comme guide pour les expériences futures, d'édifier une théorie de l'action électrique et de trouver par son aide quelle est la force exercée entre deux corps électrisés, quelle est la force magnétique subie par un tel corps en mouvement, et de quelle façon le corps est influencé par un aimant. Ce Mémoire est un essai de résolution de ces problèmes, prenant comme base la théorie donnée par Maxwell d'après laquelle les variations de déplacement électrique dans un diélectrique produisent des effets analogues à ceux produits par les courants ordinaires circulant dans des conducteurs.

Pour simplifier les calculs nous supposerons sphériques les corps qui se déplacent.

§ 2. Le premier cas que nous considérerons est celui d'une sphère chargée se déplaçant dans un espace illimité rempli par un milieu de pouvoir inducteur spécifique K.

La sphère chargée produira un déplacement électrique à travers le champ, et, comme la sphère se déplace, la grandeur de ce déplacement en un point quelconque variera. Maintenant, selon la théorie de Maxwell, une variation dans le déplacement électrique produit le même effet qu'un courant électrique, et comme un champ dans lequel existent des courants électriques est un siège d'énergie, le mouvement de la sphère chargée exige par suite une dépense d'énergie, et par conséquent la sphère chargée doit éprouver une résistance quand elle se meut dans le diélectrique. Mais, comme la théorie de la variation du déplacement électrique ne tient pas compte de quoi que ce soit correspondant à la résistance des conducteurs, il n'y aura pas de dissipation d'énergie dans le milieu, par suite la résistance ne peut être analogue à une résistance ordinaire due au frottement, mais doit correspondre à la résistance que subit théoriquement un solide se déplaçant dans un fluide parfait. En d'autres termes, elle doit être équivalente à un accroissement de la masse de la sphère chargée que nous allons calculer maintenant.

L'auteur, dans la première partie du calcul, évalue le champ électrique qui accompagne la sphère électrisée en mouvement et l'accroissement de la masse qu'il trouve égal à $\frac{4}{15}\frac{\mu e^2}{a}$ (1), μ étant la perméabilité magnétique du milieu, e la charge de la sphère et a son rayon.

.... Ainsi, si m est la masse de la sphère, toute l'énergie cinétique sera donnée par $\left(\frac{m}{2}+\frac{2}{15}\frac{\mu e^2}{a}\right)p^2$ et l'effet de l'électrisation est le même que si la masse de la sphère était accrue de $\frac{4}{15}\frac{\mu e^2}{a}$ ou $\frac{4}{15}\mu K^2 V^2 a$ si V est le potentiel de la sphère et p sa vitesse.

Pour nous faire une idée de ce que l'accroissement de la masse pourrait être dans le cas le plus favorable, supposons la terre électrisée au potentiel le plus élevé possible sans qu'une décharge ait lieu, et calculons l'accroissement de masse qui en résulte. Selon les expériences du docteur Mc. Farlane, publiées dans le *Philosophical Magazine* de décembre 1880, la force électrique dans l'air aux températures et pressions ordinaires ne doit pas dépasser 3×10^{12} unités électromagnétiques. La force électrique, immédiatement en dehors de

(1) Par suite d'une erreur de calcul le professeur J.-J. Thomson a écrit $\frac{4}{15}$ au lieu de $\frac{2}{3}$. (*Note du traducteur.*)

la sphère, est $\frac{V}{a}$, par suite la valeur la plus grande de V est $3 \times 10^{12} \times a$, a étant le rayon de la terre. Portant cette valeur pour V, avec $\mu = 1$, $K = \frac{1}{9.10^{20}}$ et $a = 6,4 \times 10^8$, nous aurons pour la valeur de l'augmentation de masse 7×10^8 grammes, ou 650 tonnes environ : cette masse est absolument insignifiante comparée à celle de la terre.

Pour des sphères de différentes dimensions, la plus grande augmentation de masse varie comme le cube du rayon, par suite le rapport de cet accroissement à la masse totale de la sphère est constant pour toutes les sphères formées de la même matière et, pour les sphères de matières différentes, le rapport varie en raison inverse de la densité de la matière employée.

Si le corps se déplace de façon que ses vitesses parallèles aux axes des x, y, z soient p, q, r, il est évident que l'effet de l'électrisation sera équivalent à un accroissement de $\frac{4}{15}\mu K^2 V^2 a(p^2 + q^2 + r^2)$ dans la masse de la sphère.

§ 4. Le fait qu'un corps en mouvement électrisé produit un potentiel vecteur dans le champ à travers lequel il se déplace, suggère une théorie possible de la cause de la phosphorescence verte observée dans les tubes à vide au moment où le courant de molécules frappe le verre, théorie différente de celle émise par M. Crookes. On voit d'après le calcul ci-dessus qu'une particule en mouvement produit un potentiel vecteur dont la valeur dépend de la vitesse du corps en mouvement. Maintenant, quand une particule frappe directement le verre, sa vitesse est renversée et le potentiel vecteur change de signe; ainsi pendant le temps court occupé par la collision le potentiel vecteur doit changer très rapidement. Mais un changement dans le potentiel vecteur produit une force électromotrice correspondante, et le verre contre lequel frappent les molécules est sonmis à une force électromotrice rapidement variable. Et, si la théorie électromagnétique de la lumière de Maxwell est vraie, ceci est justement ce qui doit se passer quand un rayon lumineux la rencontre, ce qui est la méthode ordinaire d'exciter la phosphorescence. La loi énoncée par Stockes, que la période de vibrations excitant la phosphorescence est plus faible que la période d'émission de lumière, nous amène à supposer qu'à un moment de la collision la vitesse de la particule en mouvement change plus rapidement que dans la vibration de la lumière verte; il n'y a rien d'impossible à ceci toutefois dans l'état actuel de nos connaissances. Ceci éclaircirait aussi la difficulté suivante.

Puisque nous avons toute raison de supposer discontinue la décharge dans un tube à vide, le potentiel vecteur dû à l'électricité se déplaçant dans le tube doit varier, produisant dans tout le tube une force électromotrice variable; l'action de la charge sur les électrodes produira également une autre force électromotrice variable. Maintenant on peut se demander si la théorie énoncée ci-dessus est vraie, pourquoi cette force électromotrice variable ne rend-elle pas tout le tube phosphorescent, au lieu que la phosphorescence soit confinée au point où le courant de molécules frappe le verre. De plus, Spottiswoode et Moulton ont montré (*Phil. Trans.* de 1879, 2e partie), que le temps occupé par la décharge négative est plus grand que le temps mis par les particules à parcourir la longueur du tube, par suite, si même nous faisons la supposition extravagante que ces molécules se déplacent avec une vitesse aussi grande que celle de la lumière, le temps mis par la décharge, et par conséquent la période de la force électromotrice serait plus grande que la période de vibration de la lumière de longueur d'onde égale à la longueur du tube, et cette force électromotrice, d'après la loi de Stokes, ne pourrait produire aucune phosphorescence lumineuse (1).

§ 5. L'auteur calcule la force exercée par un champ magnétique sur la sphère en mouvement.

.... Ces forces sont les mêmes que celles qui agiraient sur l'unité de longueur d'un conducteur placé au centre de la sphère, transportant un courant dont les composantes sont $\frac{\mu ep}{2}$ $\frac{\mu eq}{2}$ $\frac{\mu er}{2}$ (2). La force résultante est normale à la direction du mouvement de la sphère et à l'induction magnétique, et si ω est la vitesse résultante de la sphère, θ l'angle de la direction de son mouvement et la direction de l'induction magnétique, la grandeur de la force est $\frac{\mu e}{2}\omega\sqrt{a^2+b^2+c^2}\sin\theta$, a, b, c étant les composantes du champ magnétique.

Il sera utile d'essayer de calculer la valeur de l'effet de cette force sur une particule d'air en mouvement dans un tube évacué; toutefois notre connaissance de la grandeur de plusieurs des quantités nécessaires est si vague que notre résultat doit être seulement considéré non pas comme ayant une valeur quantitative, mais bien comme montrant que la force est d'un ordre suffisamment élevé pour produire des effets appréciables.

---

(1) Ceci, écrit en 1881, paraît encore être la meilleure explication de la production des rayons de Röntgen par la perturbation que produit dans le champ le changement de vitesse d'une particule cathodique. La découverte de Röntgen ne date que de 1896. (*Note du traducteur.*)

(2) Le $\frac{1}{2}$ qui figure ici ne devrait pas exister et résulte d'une erreur matérielle dans les calculs. (*Note du traducteur.*)

Supposons que la masse d'une molécule d'air est 10^{-22} dans le système C. G. S., que a, le rayon de la molécule, est 10^{-7}, que comme précédemment $e = K \times 3 \times 10^{12} a^2 = K \times 3 \times 10^{-2}$ (cette valeur est probablement beaucoup trop faible), et comme nous ne savons rien de la vitesse des particules chargées supposons cette vitesse égale à celle des molécules d'air, c'est-à-dire 4×10^5, soit de plus 10^3 la valeur du champ magnétique dans lequel le tube est placé. D'après la formule l'accélération de la particule d'air quand la force magnétique est à angle droit de sa trajectoire est d'environ 10^{-7}, accélération qui pourrait produire une déviation d'environ 2^{mm} par décimètre de trajectoire et par suite facilement observable. Les expériences de M. Crookes et d'autres nous montrent qu'un aimant produit des déviations très marquées des courants moléculaires et la direction des déviations (*Phil. Trans.*, 1re partie, p. 134 et 136) s'accorde bien avec les formules (5) si nous supposons que les particules projetées du pôle négatif sont chargées négativement.

§ 6. L'auteur, dans ce paragraphe, s'occupe de déterminer l'action d'une particule chargée sur une autre et arrive à des résultats analogues à ceux donnés par la loi électrodynamique de Clausius.

DÉCHARGE DE L'ÉLECTRICITÉ

PRODUITE PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN;

EFFETS PRODUITS PAR CES RAYONS SUR LES DIÉLECTRIQUES QU'ILS TRAVERSENT,

PAR J.-J. THOMSON.

Société Royale de Londres, 13 février 1896.
Journal de Physique, 3e série, t. V, p. 165.

Les rayons de Röntgen, tombant sur des corps électrisés, leur font perdre rapidement leur charge, qu'elle soit positive ou négative. La disposition que j'ai employée pour étudier cet effet est la suivante : la bobine de Ruhmkorff et le tube à vide qui servent à produire les rayons sont placés à l'intérieur d'une grande caisse d'emballage, qu'on a recouverte d'une feuille d'étain pour protéger, par un écran, l'électromètre de toute perturbation électrostatique que pourrait causer l'action de la bobine. L'aiguille de l'électromètre est suspendue à un fil de quartz; comme il n'y a aucune force magnétique antagoniste, cette aiguille n'est pas influencée par des variations dans l'aimantation du noyau de la bobine.

Le tube à vide est placé de telle façon que la partie phosphorescente soit à environ 1,5 pouce du couvercle de la boîte; un trou d'environ 1 pouce de diamètre permet aux rayons de sortir de la boîte; une feuille d'aluminium ou d'étain mince recouvre le trou. La lame électrisée, qui est un peu plus grande que le trou, est placée hors de la boîte, environ à 2 pouces au-dessus, et les rayons tombent sur elle après avoir traversé l'ouverture. La lame est maintenue en communication constante avec un des quadrants d'un électromètre; on isole les quadrants et la lame avec le plus grand soin. L'isolement était assez bon pour qu'il n'y eût aucune perte appréciable quand la bobine ne fonctionnait pas. Voici maintenant comment on opérait : les deux paires de quadrants sont réunies, et l'on charge la lame à un potentiel élevé, par un électrophore, ou en la mettant en communication, pen-

dant quelque temps, avec une grande batterie de petits accumulateurs. Les quatre quadrants de l'électromètre sont alors au même potentiel. On sépare les deux paires de quadrants; si l'isolement est bon, les potentiels resteront les mêmes, et il n'y aura pas de déviation de l'électromètre; dans nos expériences, la perte est si faible que, dans ces conditions, le mouvement de la tache lumineuse est à peine perceptible. Si maintenant on dirige les rayons de Röntgen sur la lame, il se produit une déperdition brusque d'électricité, le potentiel des quadrants reliés à la lame varie et, en quelques secondes, la tache lumineuse renvoyée par le miroir de l'électromètre est projetée au delà de l'échelle. Cette déperdition d'électricité se produit quel que soit le signe de l'électrisation; quand la plaque est sans charge au début, il il m'a été impossible de mettre en évidence une charge quelconque qu'elle aurait acquise par l'exposition à ces rayons. Quand on porte la lame à un potentiel élevé, la déperdition est un moyen extrêmement délicat de déceler ces rayons, beaucoup plus sensible qu'aucune plaque photographique que je connaisse. J'ai observé que ces rayons produisent des effets distinctement perceptibles sur une lame chargée après avoir traversé une lame de zinc d'un quart de pouce d'épaisseur. L'emploi de la lame chargée et de l'électromètre est beaucoup plus expéditif que celui de la plaque photographique, et se prête beaucoup plus aisément aux mesures quantitatives.

Pour déterminer comment l'émission des rayons de Röntgen dépend du degré de vide du tube, on a relié le tube à la pompe et l'on a observé la perte à divers degrés de vide; aucune déperdition ne s'est manifestée tant que la pression n'a pas été assez basse pour que des lueurs phosphorescentes apparaissent sur le verre, et, même après l'apparition de ces lueurs, la perte est restée faible, tant que l'éclat de la bande positive a été considérable; ce n'est qu'après la disparition de cette bande que la décharge de la lame est devenue rapide.

Pour obtenir le maximum de sensibilité, il faut évidemment charger la lame à un potentiel aussi haut que possible. La perte due aux rayons se produit cependant quand le potentiel de la plaque ne dépasse pas celui de la lame d'étain, de plus de 3 ou 4 volts, et je n'ai jusqu'ici observé aucun phénomène qui puisse laisser croire à l'existence d'une limite inférieure de la différence de potentiel au-dessous de laquelle la déperdition cesserait de se produire.

Cette déperdition diffère de celle qu'occasionnent les rayons ultra-violets, dont MM. Elster et Geitel ont démêlé les lois, par plusieurs caractères essentiels; d'abord la lumière ultra-violette ne décharge

que les corps électrisés négativement, tandis que les rayons de Röntgen agissent quel que soit le signe de la charge. De plus, l'effet de la lumière ultra-violette n'est considérable que quand le corps électrisé est un métal fortement électropositif, avec une surface propre.

Les effets des rayons de Röntgen sont, au contraire, très marqués, quel que soit le métal, et se produisent quand la lame est plongée dans un diélectrique solide ou liquide, aussi bien que quand elle est dans l'air. J'ai recouvert la lame métallique de paraffine solide, de soufre solide, je l'ai mise à l'intérieur d'une masse d'ébonite, je l'ai placée entre deux lames de mica, je l'ai plongée dans un bain d'huile de paraffine : dans tous ces cas et bien que l'isolement fût pratiquement parfait, quand l'isolant n'était pas traversé par les rayons de Röntgen, et que la différence de potentiel entre la lame et le métal qui recouvrait la boîte ne fût que de 10 à 15 volts, la charge de la lame métallique se perdait néanmoins dès que les rayons de Röntgen pénétraient dans l'isolant. J'ai trouvé que l'électricité s'écoule de la lame, même quand l'espace qui la sépare des conducteurs les plus voisins mis à la terre, est entièrement rempli de paraffine solide; il faut en conclure que, quand les rayons de Röntgen traversent un diélectrique, ils le rendent conducteur pendant la durée de leur passage et *que tous les corps deviennent conducteurs, quand ces rayons les traversent*. Le passage de ces rayons à travers un corps semble donc être accompagné d'une décomposition de ses molécules, qui permet le mouvement de l'électricité, par un mécanisme analogue à celui du passage du courant dans un électrolyte. En employant un bloc de paraffine solide, dans laquelle étaient plongés deux couples d'électrodes, les unes parallèles, les autres perpendiculaires aux rayons de Röntgen, j'ai trouvé qu'il n'y a que très peu de différence entre les vitesses de déperdition, parallèlement et perpendiculairement aux rayons.

SUR

LE PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LES GAZ

QUI ONT ÉTÉ EXPOSÉS AUX RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR J.-J. THOMSON ET E. RUTHERFORD.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLII, novembre 1896, p. 392-407.

Grâce à la facilité avec laquelle un gaz, d'abord soumis, puis soustrait à l'action des rayons de Röntgen, devient isolant, après s'être comporté comme un conducteur, l'emploi de ces rayons constitue un excellent moyen d'étudier la conduction de l'électricité à travers les gaz, et l'étude des gaz pendant qu'ils sont encore dans l'état où ils ont été mis par les rayons, promet de fournir des résultats importants dans cet ordre d'idées.

Nous allons exposer ceux que nous avons obtenus dans une série d'expériences entreprises par nous depuis quelques mois, sur le passage de l'électricité à travers les gaz exposés à l'action de ces rayons.

Un gaz conserve sa propriété de conducteur pendant un temps court après que les rayons ont cessé de le traverser. On peut le voir facilement à l'aide d'une électrode chargée, protégée contre l'influence directe des rayons : ceux-ci passent, en sortant du tube à vide, à travers une fenêtre d'aluminium ménagée dans une boîte couverte de feuille de plomb; dans ce cas, il n'y a pas de déperdition quand l'air est en repos au voisinage de l'électrode; mais celle-ci se met immédiatement à fuir si l'on vient à souffler sur elle à travers l'espace situé au-dessus de la feuille d'aluminium.

Pour examiner ce point avec plus de détails, nous avons employé l'appareil suivant.

Un vase clos en aluminium était placé en face de la fenêtre traversée par les rayons. Un tube, à travers lequel on pouvait souffler de

l'air à l'aide d'un soufflet, conduisait à ce récipient : la vitesse du courant d'air à travers le tube était mesurée à l'aide d'un compteur à gaz placé en série avec le tube : un tampon de coton de verre, disposé dans le tube conduisant au récipient, retenait les poussières. L'air quittait le récipient en aluminium par un autre tube portant à son extrémité le dispositif destiné à mesurer la vitesse de déperdition de l'électricité (ordinairement un fil métallique chargé à un potentiel élevé placé dans l'axe d'un tube métallique traversé par le courant gazeux, le tube étant relié à la terre, et le fil à l'une des paires de quadrants d'un électromètre). Ce dispositif était soigneusement protégé contre l'action directe des rayons, et il n'y avait pas de déperdition tant qu'un courant d'air ne passait pas à travers l'appareil; quand on produisait le courant d'air, la déperdition était considérable, montrant que l'air soumis aux rayons conservait ses propriétés conductrices pendant le temps (environ $0^s,5$) qu'il mettait à aller du vase d'aluminium à l'électrode chargée.

Nous nous sommes demandé si l'on détruirait la conductibilité du gaz en le chauffant dans l'intervalle compris entre l'endroit où il était soumis à l'action des rayons et celui où l'on mesurait sa conductibilité. Pour cela, nous avons inséré sur le trajet un bout de tube de porcelaine, que l'on chauffait à blanc; le gaz, à la sortie de ce tube, était si chaud, qu'il était à peine supportable à la main : cependant la conductibilité n'était nullement altérée. Mais, si l'air est soufflé bulle à bulle à travers l'eau, toute trace de conductibilité semble disparaître. Il en est de même si l'on force le gaz à traverser un tampon de coton de verre, bien que la vitesse du courant fût maintenue identique à celle d'une expérience donnant une déperdition rapide; au contraire, si le même tampon était inséré dans le système de tubes avant que le gaz eût atteint le récipient où il était soumis à l'action des rayons de Röntgen, la conductibilité n'était pas diminuée. Cette expérience semble montrer que la structure en vertu de laquelle le gaz conduit l'électricité est d'un caractère tellement grossier qu'elle est incapable de résister au passage à travers les étroits interstices d'un tampon de coton de verre. Un écran de fine toile métallique ou de mousseline ne semble pas modifier la conductibilité.

On obtient un résultat très suggestif en faisant passer un courant d'électricité à travers le gaz pendant son trajet compris entre le récipient d'aluminium où il est exposé aux rayons de Röntgen et l'endroit où l'on examine sa conductibilité. Nous avons fait cet essai en insérant dans le circuit un tube métallique le long de l'axe duquel

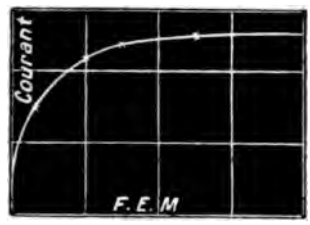
[illegible] une lat- [illegible] au [illegible] à [illegible] courant [illegible] ment [illegible] le [illegible] re [illegible] Röntgen [illegible] car [illegible] le [illegible] conducti- [illegible] gaz qu'il [illegible] En effet, que [illegible] du gaz: [illegible] électricité [illegible] sortant du [illegible] ce qui [illegible] analogie entre une [illegible] Röntgenisé peut être main- [illegible] et nous l'avons [illegible] plusieurs des propriétés [illegible] les gaz.

[illegible] fournissent un moyen de com- [illegible] gaz. Pour cela, prendre un fil [illegible] par un tube de substance [illegible] un grand récipient métal- [illegible] Si l'on vient maintenant à souffler [illegible] air röntgenisé, l'électromètre sera [illegible] gaz, à l'intérieur du récipient, est chargé d'électricité. Si les rayons de Röntgen sont arrêtés et le gaz expulsé du récipient, la charge disparaît. Dans ces expériences, nous avons pris des précautions contre la poussière.

Le fait que le passage d'un courant d'électricité à travers un gaz détruit sa conductibilité, explique une propriété très caractéristique de la déperdition d'électricité par l'intermédiaire des gaz röntgenisés: c'est que, pour une intensité donnée de la radiation, le courant traversant le gaz ne dépasse pas un certain maximum, quelle que soit la force électromotrice; le courant devient pour ainsi dire *saturé*. La courbe suivante montre la relation entre la force électromotrice portée

en abscisses et le courant porté en ordonnées. Il est évident que cette saturation doit se produire si le courant détruit le pouvoir

Fig. 1.



conducteur du gaz, et que le courant maximum ou de saturation sera celui qui détruit la conductibilité avec la même vitesse que les rayons de Röntgen la produisent. Si nous regardons le gaz comme un électrolyte, le passage d'une quantité e d'électricité détruira $\frac{e}{\varepsilon}$ particules conductrices, ε étant la charge portée par une seule de ces particules. Soient :

n le nombre de particules conductrices par unité de volume du gaz;
q le nombre de celles qui sont produites en 1 seconde par les rayons;
αn^2 le nombre de celles qui disparaissent par unité de temps, indépendamment du passage du courant;
i le courant à travers l'unité de surface du gaz;
l la distance entre les électrodes.

On a

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{i}{l\varepsilon}; \tag{1}$$

de sorte que, dans l'état permanent du gaz, il vient

$$0 = q - \alpha n^2 - \frac{i}{l\varepsilon}. \tag{2}$$

Quand le courant est faible, cette équation donne

$$n^2 = \frac{q}{\alpha};$$

comme le nombre des particules conductrices est indépendant du courant, celui-ci sera proportionnel à la force électromotrice. Ceci correspond à la partie rectiligne de la courbe.

En général, le courant est proportionnel à n, nombre de particules conductrices, et à la chute de potentiel par unité de longueur. Si E désigne la différence de potentiel entre les plateaux, U la somme des vitesses des particules chargées positivement et négativement pour une chute de potentiel par unité de longueur égale à l'unité, nous avons

$$i = \frac{n\varepsilon UE}{l} \quad \text{ou} \quad n = \frac{li}{\varepsilon UE}.$$

Si l'on substitue la valeur de n dans l'équation (2), on obtient

$$(3) \qquad 0 = q - \frac{\alpha l^2 i^2}{\varepsilon^2 U^2 E^2} - \frac{i}{l\varepsilon}.$$

On voit par là que i a pour limite $q\varepsilon l$. Ainsi, le courant limite est proportionnel à la distance comprise entre les électrodes; de sorte qu'en approchant de la saturation, le courant limite ira en croissant, si la distance séparant les électrodes croît, et l'on obtient ce résultat, paradoxal à première vue, qu'une mince couche d'air présente une résistance plus grande au passage de l'électricité qu'une plus épaisse. On s'en rendra compte aisément, toutefois, si l'on se rappelle que le courant détruit la conductibilité et qu'une couche plus épaisse contenant plus de particules conductrices, le courant nécessaire pour les détruire toutes sera plus intense.

Les expériences montrent que la distance entre les électrodes (deux plateaux parallèles) a une action très marquée sur le courant. Les Tableaux suivants montrent le résultat de quelques expériences effectuées à ce sujet :

Différence de potentiel entre les électrodes 60 volts.

Distance entre les électrodes (en millimètres).	Courant (échelle arbitraire).
0,10	9
0,12	15
0,25	21
0,5	37
1,0	50
1,5	62
3	91
8	110

Avec cette grande différence de potentiel, le courant était saturé dans toutes les expériences.

Le Tableau suivant contient les mesures faites avec une faible différence de potentiel :

Différence de potentiel entre les électrodes $1^{volt},3$.

Distance entre les électrodes (en millimètres).	Courant (échelle arbitraire).
0,25	10
0,75	32
2	48
3	53
8	53
18	40

Dans ce cas, l'effet de la distance n'est pas si bien marqué que dans le précédent où la force électromotrice était suffisante pour saturer le courant à toutes les distances.

La mesure de la vitesse de déperdition, quand le courant est saturé, nous permet d'évaluer le nombre de particules conductrices présentes dans le gaz; car, dans ce cas, le nombre de particules conductrices produites par les rayons dans l'unité de temps est égal à la quantité d'électrolyte détruite par le courant pendant le même temps. Prenons le cas de l'hydrogène. Quand le courant était saturé, la vitesse de déperdition entre les deux plateaux ayant chacun environ 10^{cm^2} de superficie et situés à une distance de 1^{cm}, était d'environ 1 volt par seconde, une capacité d'environ 30^{cm} étant reliée à l'électromètre. Ainsi la quantité d'électricité passant entre les plateaux en 1 seconde était d'environ 10^{-4} unités électrostatiques, ou $\frac{1}{3} \times 10^{11}$ unités électromagnétiques et cette quantité est suffisante pour électrolyser tout le gaz électrolytique produit par les rayons de Röntgen. Maintenant, une unité électromagnétique d'électricité met en liberté 10^{-4} grammes d'hydrogène, ou environ 1^{cm^3} à la température et sous la pression ordinaire de l'atmosphère. Par suite, $\frac{1}{3} \times 10^{11}$ unités électromagnétiques correspondent à un nombre à peu près égal de centimètres cubes d'hydrogène; le volume de l'espace compris entre les électrodes était d'à peu près 10^{cm^3}, de sorte que, dans cette expérience, la fraction du gaz électrolysé était seulement $\frac{1}{3} \times 10^{-12}$, c'est-à-dire *un trois-trillionième* de la quantité totale de gaz. Il n'est pas surprenant que nous ayons trouvé des résultats négatifs dans les quelques expériences faites par nous pour voir si un gaz transmettant des rayons de Röntgen ne subit aucune variation de pression. Le calcul

précédent donne le nombre *moyen* de particules conductrices; si la conductibilité n'est réalisée que par intermittences, il peut y avoir, à certaines époques, un nombre bien plus grand de ces molécules présentes. Il est probable qu'en tout cas, quand le courant est saturé, le pouvoir conducteur est intermittent. L'action de la bobine employée pour faire passer la décharge à travers le tube à vide est intermittente; si donc, entre le passage de deux décharges, la conductibilité a le temps de disparaître (et la vitesse avec laquelle elle disparaît est très grande quand un courant passe à travers le gaz), le gaz sera alternativement isolant et conducteur.

L'expérience suivante est expliquée par le caractère intermittent de la décharge. Le gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen était contenu à l'intérieur d'un morceau de tube de plomb ouvert aux deux bouts; ce tube était relié à l'une des extrémités d'une batterie dont l'autre extrémité était mise en communication avec un fil métallique placé suivant l'axe du tube. En soufflant, on faisait circuler de l'air à travers le tube et l'on trouvait que, lorsque le courant entre le fil et le tube était faible, la circulation de l'air le diminuait notablement, tandis qu'un courant voisin de la saturation était à peine influencé par la manœuvre du soufflet. Quand le courant était influencé, le gaz chassé hors du tube était conducteur; quand le courant n'était pas modifié, le gaz n'était pas conducteur. Si le gaz avait été exposé à une radiation d'intensité constante, le courant d'air ne l'aurait pas modifié, à moins que le temps pris par le gaz pour devenir conducteur sous l'influence des rayons ne soit comparable au temps employé par le gaz pour aller d'un bout à l'autre du tube; ceci est inadmissible, étant donné ce que nous savons par d'autres expériences sur la rapidité d'action des rayons. Mais si l'état du gaz est intermittent, puisque le courant d'air continue quand les rayons n'agissent plus, il entraîne du gaz qui est conducteur et, par suite, diminue sa conductibilité moyenne.

Pour en revenir à l'équation (3), si I est la valeur de i pour E infini, nous pouvons écrire l'équation sous la forme

$$(4) \qquad I - i = C\frac{i^2}{E^2},$$

dans laquelle

$$C = \frac{\alpha l^3}{\varepsilon U^2},$$

et ne dépend ni de E ni de i.

Nous avons observé la relation entre le courant et la force électro-

motrice pour plusieurs gaz et pour différentes intensités des rayons de Röntgen. La comparaison des résultats de ces expériences avec l'équation (4) est donnée dans les Tableaux suivants :

Les gaz employés ont été le chlore, l'air, l'hydrogène, le gaz d'éclairage, l'hydrogène sulfuré et la vapeur de mercure. Les forces électromotrices variant de 1,4 à 140, les valeurs numériques du courant observé et du courant calculé à l'aide de l'équation (4) concordent, avec des écarts relatifs non systématiques atteignant rarement $\frac{1}{10}$ et généralement inférieurs à $\frac{1}{20}$.

Comme ces mesures exigent que l'intensité de la radiation soit maintenue constante pendant chaque série d'observations, condition très difficile à réaliser, nous regardons l'accord entre la théorie et l'observation comme aussi satisfaisant qu'on pouvait l'espérer.

Nous avons vu comment la mesure du courant de saturation permet d'évaluer la proportion des particules conductrices par rapport au reste des molécules du gaz. Nous pouvons de plus, à l'aide de la courbe représentant la relation entre le courant et la force électromotrice, obtenir une évaluation de la vitesse avec laquelle ces particules se déplacent. Prenant l'équation (3)

$$q - \frac{\alpha l^2 i^2}{\varepsilon^2 U^2 E^2} - \frac{i}{l\varepsilon} = 0,$$

nous chercherons à exprimer les coefficients à l'aide des quantités que nos expériences nous permettent d'évaluer. Soit I le courant limite pour une force électromotrice infinie, on a

$$I = q l \varepsilon.$$

Soit T le temps qui doit s'écouler après la suppression des rayons pour que le nombre de particules conductrices tombe à la moitié du nombre de celles qui existaient immédiatement avant cette suppression, aucun courant ne traversant le gaz. On a, d'après l'équation (2), juste avant que les rayons cessent de tomber sur le gaz,

$$N = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}},$$

où N représente le nombre de particules conductrices présentes à cet instant; quand les rayons ont disparu, on a

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

ou bien

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t.$$

Si t représente le temps écoulé depuis la suppression des rayons, on a, pour $t = T$,

$$n = \frac{N}{2},$$

par suite

$$\frac{1}{N} = \alpha T;$$

remplaçant N par sa valeur, nous obtenons

$$T^2 = \frac{1}{\alpha q},$$

ou bien

$$\alpha = \frac{1}{T^2 q} = \frac{l\varepsilon}{T^2 I}.$$

Remplaçant q et α par les valeurs précédentes, l'équation (4) devient

$$\frac{I - i}{l\varepsilon} = \frac{l^3 i^2 \varepsilon}{I T^2 \varepsilon^2 E^2 U^2},$$

ou bien

$$(5) \qquad I(I - i) = \frac{l^4 i^2}{T^2 E^2 U^2}.$$

Donc, dans la partie rectiligne de la courbe, où i est petit comparé à I, nous avons approximativement

$$(6) \qquad \frac{i}{I} = \frac{EUT}{l^2}.$$

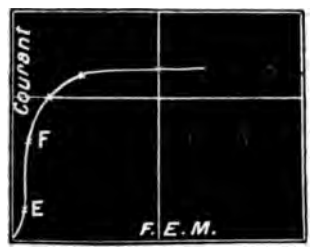
Maintenant $\frac{EU}{l}$ est la somme des vitesses des particules chargées positivement et négativement dans le champ électrique unité. Par suite, l'équation (6) montre que le courant et son maximum sont respectivement dans le même rapport que le chemin parcouru par les particules chargées pendant le temps T, et la distance qui sépare les électrodes. Dans une expérience où l était d'environ 1^{cm}, la vitesse de déperdition à travers l'air, pour une différence de potentiel de 1 volt, était d'environ $\frac{1}{30}$ de la vitesse maximum de déperdition; par suite, les particules chargées devaient, pendant le temps T, se déplacer d'environ $\frac{1}{30}$ de centimètre. Le temps T dépendra de l'intensité de la radiation; on pourrait le déterminer en mesurant la vitesse de déperdi-

tion en différents points du tube à travers lequel on soufflait le gaz conducteur dans l'expérience citée au début.

Nous espérons pouvoir faire ces expériences et obtenir des valeurs exactes pour T; en attendant, des expériences grossières déjà faites, nous pensons pouvoir conclure que T était de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de seconde, avec l'intensité de radiation généralement employée. Ceci donnerait pour les vitesses des particules chargées dans l'air environ $0^{cm},33$ par seconde pour une chute de potentiel de 1 volt par centimètre. C'est une très grande vitesse comparée à celle des ions à travers un électrolyte; toutefois elle est faible comparée à la vitesse avec laquelle un atome transportant une charge atomique se déplacerait dans un gaz à la pression atmosphérique. Si nous calculons cette vitesse par la théorie cinétique des gaz, nous trouvons que pour l'air elle est de l'ordre de 50^{cm} par seconde; ce résultat semble indiquer que les particules chargées dans le gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen sont les centres d'un agrégat composé d'un nombre considérable de molécules.

La relation entre le courant et la force électromotrice donnée par l'équation (4) correspond à celle que donne l'expérience pour plusieurs gaz; cependant elle ne montre pas une particularité que nous avons souvent observée, spécialement quand la radiation était intense, à savoir l'existence d'une partie de la courbe où le courant croît plus vite qu'il ne ferait si la loi d'Ohm était vraie; c'est ce que montre la portion EF de la courbe dans la figure 2, qui représente la relation

Fig. 2.

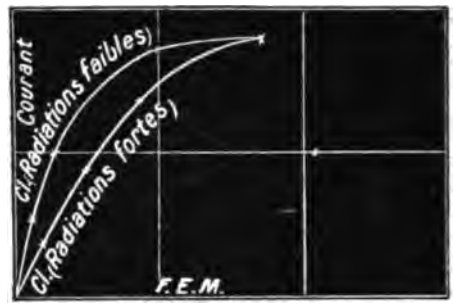


entre le courant et la force électromotrice pour l'hydrogène sulfuré.

Quand l'intensité des rayons de Röntgen est modifiée, le courant n'est pas modifié de la même façon aux différents points de la courbe. Quand on diminue l'intensité de ces rayons, le courant de saturation est diminué dans une proportion plus considérable que le courant correspondant à de faibles forces électromotrices. C'est ce que montre

la figure suivante qui représente les courbes d'intensité du courant en fonction de la force électromotrice à travers le chlore pour différentes intensités des rayons de Röntgen; la radiation faible était obte-

Fig. 3.



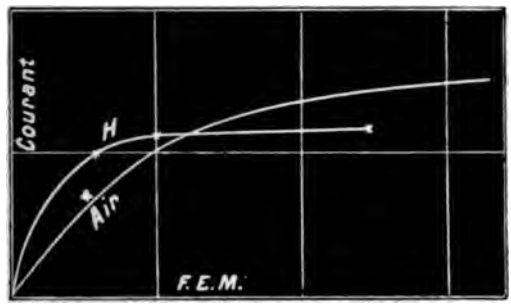
nue en interposant une plaque d'aluminium épaisse. On y a multiplié les ordonnées relatives à la radiation faible de façon à faire coïncider le courant de saturation de la radiation faible avec celui de la radiation intense. On voit qu'après cette opération tout le reste de la courbe se rapportant à la faible radiation est au-dessus de l'autre, montrant ainsi que la diminution d'intensité de la radiation agit sur le courant de saturation dans une plus forte proportion que sur les courants plus faibles. Le courant de saturation dépend seulement du nombre de particules conductrices produites par les rayons; pour les courants plus faibles, la diminution du nombre de molécules est compensée dans une certaine mesure par l'augmentation du temps qu'elles emploient à se recombiner; par suite, T augmente quand l'intensité des rayons diminue, de sorte que, ainsi que le montre l'équation (6), un courant faible devient une plus forte fraction du courant de saturation quand l'intensité des rayons diminue.

Quelle que soit la grandeur de la force électromotrice, une diminution de l'intensité des rayons est accompagnée d'une diminution du courant, de sorte que les courbes représentant I en fonction de E pour deux intensités différentes de la radiation ne se couperaient pas si on les dessinait toutes les deux à la même échelle.

Toutefois, si, au lieu de conserver le même gaz et de changer l'intensité de la radiation, nous changeons le gaz en maintenant l'intensité des rayons constante, les courbes représentant I en fonction de E pour deux gaz différents peuvent se couper. C'est ce que montre la figure suivante qui représente ces courbes pour l'hydrogène et l'air. On

voit que, pour de faibles forces électromotrices, le courant est plus intense dans l'hydrogène que dans l'air, tandis que le courant de saturation est beaucoup plus grand dans l'air que dans l'hydrogène.

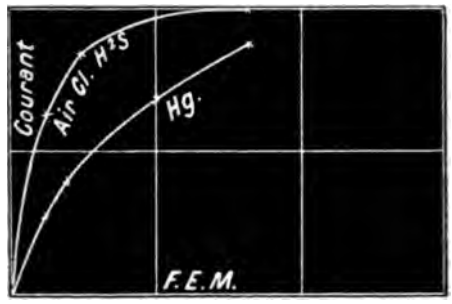
Fig. 4.



Le courant de saturation dépend simplement du nombre des particules conductrices produites par les rayons, tandis que le courant dans la première partie de la courbe dépend de l'espace parcouru par les particules conductrices pendant le temps T [*voir* équation (6)], et nous en concluons que les rayons produisent un plus grand nombre de particules conductrices dans l'air que dans l'hydrogène, mais que le produit de U, vitesse de ces particules, par T, qui est proportionne au temps pendant lequel ces particules persistent après la suppression des rayons, est plus grand pour l'hydrogène que pour l'air.

La figure 5 représente les courbes relatives au chlore, à l'hydrogène

Fig. 5.



ılfuré et à la vapeur de mercure dessinées à des échelles qui fassent ɔïncider les ordonnées représentant les quatre courants de saturaon. On remarquera que les courbes relatives à l'air, à l'hydrogène

sulfuré et au chlore coïncident, tandis que la courbe de la vapeur de mercure se place au-dessous et que la courbe de l'hydrogène se placerait au-dessus. En employant la notation de l'équation (6), ceci montre que le produit UT est le même pour l'air, le chlore et l'hydrogène sulfuré, et que sa valeur pour ces gaz est plus petite que pour l'hydrogène et plus grande que pour la vapeur de mercure.

Il est remarquable que les formes des courbes coïncident si bien pour l'air, l'hydrogène sulfuré et le chlore, car les valeurs absolues du courant à travers ces trois gaz sont très différentes, le courant de saturation dans l'hydrogène sulfuré étant, dans certains cas, trois ou quatre fois plus grand que dans l'air et celui du chlore pouvant atteindre une valeur dix fois plus grande que celui de l'air.

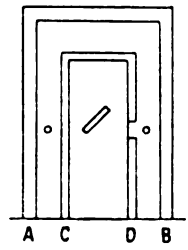
La valeur du courant de saturation varie beaucoup dans des gaz différents; parmi ceux que nous avons essayés, c'est dans l'hydrogène qu'il a sa valeur la plus faible, dans la vapeur de mercure sa valeur la plus grande; cette dernière est environ vingt fois plus grande que celle de l'air. Elle ne semble pas dépendre entièrement de la densité du gaz, puisque dans l'hydrogène sulfuré elle est trois ou quatre fois plus grande que dans l'air, bien que les densités soient presque égales, tandis que le courant de saturation dans CH^2I^2, qui a une densité de vapeur plus grande que celle du mercure, ne représente qu'une faible fraction de sa valeur dans la vapeur de mercure. Les gaz à courant de saturation intense sont ceux qui contiennent les éléments présentant un pouvoir inducteur spécifique anormalement grand comparé à leur valence.

Nous avons fait un grand nombre d'expériences pour voir s'il se produit de la polarisation quand un courant traverse le gaz; toutefois nous n'avons pu nous convaincre de l'existence d'un tel effet. L'absence de polarisation indiquerait que les ions sont capables d'abandonner leur charge aux électrodes métalliques. Cependant les expériences sur les gaz électrisés montrent qu'il est très difficile de faire passer une charge électrique d'un gaz sur un métal à moins que le métal ne soit exposé à un rayonnement obtenu soit en chauffant le métal assez pour le rendre lumineux, soit en y faisant tomber des rayons ultra-violets. Mais dans le cas du passage de l'électricité à travers un gaz qui a été soumis à l'action des rayons de Röntgen, la conduction se produit même quand le système n'est pas exposé au rayonnement direct du tube; nous croyons donc probable que le gaz lui-même rayonne après avoir été exposé aux rayons de Röntgen.

Pour le voir nous avons tenté l'expérience suivante : AB, CD sont

deux cylindres concentriques en tube de plomb épais; la base du cylindre intérieur était en carton de façon à permettre aux rayons de Röntgen de traverser le gaz qu'il contenait. Un anneau métallique était placé entre les deux cylindres et relié à l'une des paires de qua-

Fig. 6.



drants d'un électromètre, de façon qu'on pût mesurer sa vitesse de déperdition quand on le portait à un potentiel élevé. Le cylindre intérieur présentait une fente située de telle façon et de dimensions telles qu'aucun rayon provenant du tube ne pouvait la traverser directement. L'appareil était rempli de chlore, gaz donnant une vitesse de déperdition très rapide. Quand la fente était découverte, il y avait déperdition rapide, grâce à la diffusion du gaz provenant du cylindre intérieur et qui avait été soumis à l'action des rayons de Röntgen. Mais, quand la fente était recouverte d'une bande de papier, la déperdition cessait complètement, bien que l'anneau relié à l'électromètre fût placé au même niveau que la fente, et par suite exposé à toute radiation pouvant provenir du gaz. Ce rayonnement, s'il existe, doit donc, ou bien être de très faible intensité, ou du moins différer des rayons de Röntgen en ce qu'il ne rend pas conducteur un gaz qu'il traverse. Nous sommes tentés de penser que, lorsque les rayons de Röntgen tombent sur une surface métallique, les rayons qui ont subi la soi-disant *réflexion diffuse* ne présentent pas les mêmes caractères que les rayons incidents et n'ont pas, à beaucoup près, le même pouvoir de rendre conducteurs les gaz qu'ils traversent. Cette opinion est basée sur les expériences que nous avons faites pour mettre en évidence l'existence d'effets électriques dus aux rayons soi-disant *réfléchis;* malgré de nombreuses tentatives, nous n'avons jamais pu déceler l'existence d'aucun effet électrique produit par les rayons réfléchis. Ainsi, nous avons introduit dans l'appareil de la figure 6 une plaque de plomb inclinée à 45° sur l'axe du cylindre et placée de façon à renvoyer les rayons à travers la fente qui était cou-

verte d'une bande de papier; le dispositif était tellement sensible qu'on aurait pu facilement mettre en évidence la déperdition de l'anneau de métal, si la plaque avait seulement réfléchi $\frac{1}{100}$ du rayonnement incident; et pourtant il n'y avait pas trace de déperdition. Les résultats d'expériences sur les effets photographiques que produisent les rayons diffusés par les plaques métalliques semblent montrer que ces rayons sont assez abondants. Rapprochant ce résultat de l'absence de tout effet électrique appréciable produit par ces rayons ayant subi la réflexion diffuse, nous pensons que ces rayons n'ont pas les mêmes caractères que les rayons incidents ([1]).

Nous n'avons pu déceler aucun effet produit par un champ magnétique sur la vitesse de déperdition; nous avons essayé avec les lignes de force magnétique parallèles et aussi perpendiculaires au courant, et aussi bien avec des courants faibles qu'avec des courants saturés.

La vitesse de déperdition par l'air desséché en restant trois jours en présence d'anhydride phosphorique, ne diffère pas sensiblement de celle qui est produite par l'air humide de la salle.

En terminant, faisons remarquer que la durée de rayonnement uniforme d'un tube à vide n'est pas longue; comme la plupart de nos expériences exigeaient une vitesse d'émission constante, nous avons dû en employer un très grand nombre, tous fabriqués par M. E. Everett, que nous désirons remercier à ce sujet.

([1]) Les premières Notes de G. Sagnac, sur la transformation des rayons de Röntgen par la matière, ont été publiées aux *Comptes rendus*, en juillet 1897 (t. CXXV, p. 168 et 230). (*Note du traducteur.*)

RAYONS CATHODIQUES,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLIV, 1897, p. 293-316.

Les expériences discutées dans ce Mémoire ont été entreprises dans l'espoir d'acquérir quelque connaissance de la nature des rayons cathodiques. Les opinions les plus diverses ont été soutenues au sujet de ces rayons. De l'avis presque unanime des physiciens allemands, ils sont dus à un mouvement dans l'éther sans analogue dans les phénomènes observés jusqu'à présent, puisque leur trajectoire dans un champ magnétique uniforme est circulaire et non rectiligne; suivant une autre opinion ces rayons, bien loin d'être tout à fait éthérés, sont entièrement matériels, et figurent les trajectoires de particules de matière électrisées négativement. Il semblerait à première vue qu'il ne doit pas être difficile de décider entre des opinions aussi différentes, mais les faits montrent qu'il n'en est pas ainsi, puisque, parmi les physiciens qui ont le plus approfondi la question, on peut rencontrer des défenseurs des deux théories.

Au point de vue de la recherche, la théorie de la particule électrisée a un grand avantage sur la théorie éthérée, puisqu'elle a un sens précis, et que l'on en peut prédire les conséquences; avec la théorie éthérée il est impossible de prédire ce qui arrivera dans des circonstances données, puisque d'après elle on a affaire à des phénomènes ayant leur siège dans l'éther, encore inobservés, et dont nous ignorons les lois.

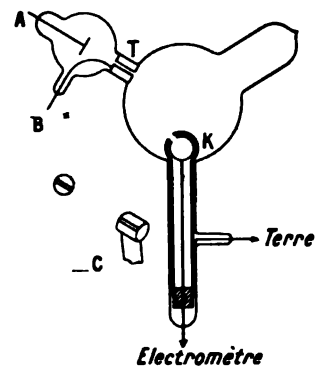
Les expériences suivantes ont été faites pour contrôler quelques-unes des conséquences de la théorie de la particule électrisée.

Charge transportée par les rayons cathodiques. — Si ces rayons sont des particules électrisées, ils doivent, en pénétrant dans un

espace clos, y introduire une charge d'électricité négative. C'est ce qu'a montré Perrin [1].

Son expérience prouve que quelque chose, chargé d'électricité négative, est projeté par la cathode, normalement à sa surface, et que ce quelque chose est dévié par un aimant; mais, pourrait-on objecter, elle ne prouve pas que la cause de l'électrisation de l'électroscope ait quelque chose à voir avec les rayons cathodiques. Les partisans de la théorie éthérée ne nient pas que des particules électrisées soient projetées par la cathode; ils nient que ces particules aient plus de rapport avec les rayons cathodiques qu'une balle de fusil n'en a avec l'éclair du coup. J'ai alors répété l'expérience de Perrin sous une forme qui ne laisse pas prise à cette objection. La disposition est indiquée dans la figure 1. Lorsque les rayons cathodiques (dont la tra-

Fig. 1.



T, tampon métallique muni d'une fente qui laisse passer les rayons émis par la cathode A; il est relié à l'anode B et à la terre.

K, cylindres coaxiaux munis de fentes; le cylindre intérieur est relié à l'électromètre, le cylindre extérieur au sol. Les rayons cathodiques ne peuvent atteindre les cylindres que s'ils sont déviés par un aimant.

jectoire est définie par la phosphorescence du verre) ne tombaient pas sur la fente, la charge reçue par l'électromètre après la mise en action de la bobine génératrice des rayons était faible et irrégulière; mais, lorsque les rayons étaient déviés par un aimant de manière à tomber sur la fente, l'électromètre recevait une forte charge négative.

---

[1] *Journal de Phys.*, 3e série, t. V, 1896, p. 350; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. XI, 1897, p. 503. (*Voir* ce Recueil.)

Je fus surpris de la grandeur de cette charge; dans certains cas il pénétra dans le cylindre intérieur, à travers la fente étroite, assez d'électricité pour faire varier de 20 volts en 1 seconde le potentiel d'une capacité de 1,5 microfarad. Si les rayons étaient suffisamment déviés par l'aimant pour dépasser la fente du cylindre, la charge introduite dans le cylindre retombait à une faible fraction de la valeur correspondant à une visée exacte. Cette expérience montre donc que, pour autant que l'on contourne et dévie les rayons cathodiques au moyen des forces magnétiques, l'électrisation négative suit le même chemin, et que cette électrisation leur est indissolublement liée.

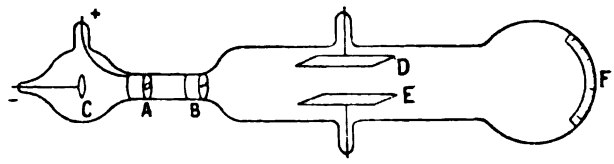
Quand les rayons sont dirigés par l'aimant de manière à pénétrer à travers la fente dans le cylindre intérieur, la déviation de l'électromètre augmente jusqu'à une certaine valeur puis reste constante, bien que les rayons continuent à affluer dans le cylindre. C'est que le gaz de l'ampoule devient conducteur de l'électricité quand les rayons le traversent; et alors, bien que le cylindre intérieur soit parfaitement isolé quand les rayons ne passent pas, l'air compris entre les deux cylindres devient conducteur dès que les rayons traversent l'ampoule, et l'électricité s'écoule du cylindre intérieur vers la terre. Sa charge ne va donc pas en croissant continuellement; il atteint un état d'équilibre dans lequel la vitesse de charge par les rayons est égale à la vitesse de déperdition de l'électricité par conduction à travers l'air. Si le cylindre intérieur possède au début une charge positive, il la perd rapidement et en acquiert une négative; lorsque, au contraire sa charge initiale est négative, elle diminue si le potentiel initial est numériquement supérieur au potentiel d'équilibre.

Déviation des rayons cathodiques par un champ électrique. — On a tiré argument contre la théorie matérielle de l'insuccès des premières expériences faites pour constater une déviation des rayons par un champ électrique faible, et attribué la déviation qu'ils éprouvent au voisinage d'électrodes reliées à des sources à haut potentiel non à un effet primaire du champ, mais à la décharge entre les électrodes. Cet insuccès est dû à la conductibilité communiquée par les rayons cathodiques aux gaz qu'ils traversent. Comme la mesure de cette conductibilité a montré qu'elle diminue rapidement à mesure que le vide s'améliore, on a pensé qu'en utilisant un vide avancé, on aurait des chances de constater une déviation. L'expérience a été faite au moyen de l'appareil représenté figure 2.

Quand on reliait les électrodes aux pôles d'une batterie de petits accumulateurs la trace lumineuse du faisceau se déplaçait du côté de la plaque positive, et d'une quantité proportionnelle à la différence de potentiel; on a pu observer un déplacement pour une différence de potentiel de 2 volts.

C'est seulement quand le vide était bon que la déviation se produisait; mais la preuve que l'absence de déviation est due à la conductibilité du milieu est fournie par les phénomènes observés

Fig. 2.



C, cathode;
A, anode formée d'un tampon métallique étroitement ajusté, muni d'une fente et relié au sol;
B, autre tampon muni d'une fente et relié au sol;
D, E, plaques d'aluminium de $5^{cm} \times 2^{cm}$, distantes de $1^{cm},5$;
F, échelle divisée collée extérieurement sur l'ampoule, et servant à mesurer la déviation de la trace fluorescente formée par les rayons.

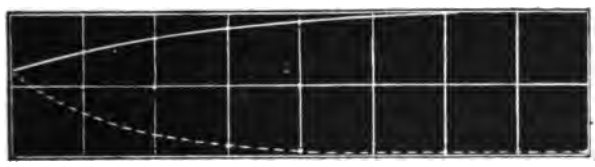
quand le vide atteint juste le degré nécessaire pour que la déviation commence à se produire. Les rayons sont déviés dès que l'on relie les électrodes aux pôles de la batterie, mais si l'on maintient les connexions la tache phosphorescente revient graduellement à son zéro. C'est justement ce qui arriverait si l'espace compris entre les plaques était conducteur, mais peu conducteur, car alors les ions positifs et les ions négatifs qu'il renferme se diffuseraient lentement jusqu'à ce que la plaque positive fût couverte d'ions négatifs et la plaque négative d'ions positifs; ainsi le champ électrique s'évanouirait, et les rayons cathodiques seraient soustraits à toute force électrique. On en voit une autre preuve dans ce qui se passe lorsque, à une pression assez basse pour qu'il y ait déviation, l'on établit entre les plaques une grande différence de potentiel, 200 volts par exemple; dans ces conditions on observe une forte déviation des rayons cathodiques, mais le milieu, sous l'action de la grande force électromotrice, est assez souvent rompu et une décharge brillante jaillit entre les plaques; quand cela a lieu, la trace lumineuse retourne d'un saut à sa position de zéro; quand les rayons sont déviés par le champ électrostatique, la tache phosphorescente se décompose en plusieurs bandes brillantes séparées par des intervalles relativement sombres; le phénomène est entièrement analogue à celui qu'a observé Birkeland quand les rayons cathodiques sont déviés par un aimant, et qu'il a appelé spectre magnétique.....

La déviation diminue quand la pression baisse, et quand par conséquent la différence de potentiel dans le tube augmente au voisinage de la cathode.

Conductibilité d'un gaz traversé par des rayons cathodiques. — La conductibilité du gaz a été étudiée au moyen de l'appareil représenté par la figure 2. La plaque supérieure D était reliée à l'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs, dont l'autre pôle était mis au sol; la seconde plaque E était réunie à l'une des armatures d'un condensateur d'une capacité de 1 microfarad dont l'autre armature était au sol; une des paires de quadrants d'un électromètre était également reliée à E, l'autre paire au sol. Les deux paires de quadrants, réunies au début de l'admission des rayons cathodiques entre les plaques, sont ensuite séparées. Si l'espace compris entre les plaques n'est pas conducteur, le potentiel de la paire de quadrants qui n'est pas reliée au sol restera nul, et l'aiguille de l'électromètre ne se déplacera pas; dans le cas contraire, le potentiel de la plaque inférieure se rapprochera de celui de la plaque supérieure, et l'aiguille sera déviée. Or il se produit toujours une déviation de l'électromètre, accusant l'existence d'un courant entre les plaques. L'intensité de ce courant dépend beaucoup de la pression du gaz, au point qu'il est difficile d'avoir des lectures concordantes à cause des changements de pression qui se produisent toujours dans le tube quand la décharge le traverse.

Prenons d'abord le cas où la pression commence juste à être assez faible pour permettre à la tache phosphorescente d'apparaître au fond du tube; la figure 3 montre la relation entre le courant et la diffé-

Fig. 3.



——— La plaque supérieure est reliée au pôle —
------- La plaque inférieure est reliée au pôle +

rence de potentiel initiale des électrodes. Les abscisses représentent la différence de potentiel initiale entre les plaques, et les ordonnées l'accroissement de potentiel de la plaque inférieure par minute. Une

division représente 2 volts sur chacun des axes. La quantité d'électricité qui a passé entre les plaques en une minute est celle qui peut charger 1 microfarad à la différence de potentiel indiquée sur la courbe.

Même s'il n'y a pas de différence de potentiel initiale, la plaque inférieure acquiert une charge négative grâce au choc de quelques-uns des rayons cathodiques.

La courbe montre que le courant entre les plaques acquiert bientôt une valeur qui n'est que légèrement affectée par l'augmentation de la différence de potentiel initiale; c'est un trait commun à la conduction des gaz traversés par les rayons de Röntgen, les rayons uraniques, la lumière ultra-violette, et, comme on le voit, les rayons cathodiques. La vitesse de fuite est à peu près la même, que la plaque supérieure soit positive ou négative au début.

Le courant ne dure que peu de temps; il cesse bien avant que le potentiel de la plaque inférieure approche de celui de la plaque supérieure. Par exemple, quand le potentiel de la plaque supérieure était + 400 volts, celui de la plaque inférieure ne s'éleva jamais au-dessus de 6 volts. De même quand la plaque supérieure était reliée au pôle négatif de la batterie, la chute de potentiel de la plaque inférieure était très faible comparativement à la différence de potentiel entre la plaque supérieure et le sol.

C'est ce que l'on pourrait attendre si le gaz était bien meilleur conducteur entre les plaques et le tampon B (*fig.* 2) qu'entre les plaques elles-mêmes, car la plaque inférieure doit être dans un état stationnaire quand le courant qui lui vient de la plaque supérieure est égal à celui qu'elle envoie vers le tampon; une faible différence de potentiel entre la plaque inférieure et le tampon sera alors compatible avec une forte différence entre les plaques.

Considérons maintenant l'autre cas extrême, celui où la pression a la plus faible valeur compatible avec le passage de la décharge dans l'ampoule. Quand les plaques ne sont pas reliées à la batterie la plaque inférieure se charge négativement, mais avec une très grande lenteur en comparaison de l'effet observé dans le cas précédent. Lorsque la plaque supérieure est négative, ce courant qui va vers la plaque inférieure n'augmente que très peu, même si la différence de potentiel atteint 400 volts; sous une petite force électromotrice, 20 volts environ, la vitesse de fuite paraît un peu diminuée. On ne peut pas employer de différences de potentiel dépassant beaucoup 400 volts; en effet, bien que le diélectrique compris entre les

plaques soit capable de les supporter pendant quelques instants, un arc extrêmement brillant éclate bientôt entre les plaques et libère assez de gaz pour détruire le vide. Les raies du spectre de cette lueur sont principalement les raies du mercure; son passage laisse des traces très particulières sur les plaques d'aluminium.

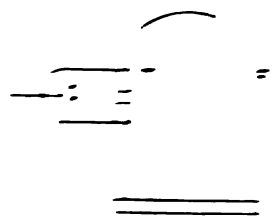
Lorsque la plaque supérieure était positive, la charge négative communiquée à la plaque inférieure était amoindrie, et devenait nulle quand la différence de potentiel entre les plaques était d'environ 20 volts; mais à la plus basse pression, quelque grande que fût la différence de potentiel (plus de 400 volts), la déperdition d'électricité positive vers la plaque inférieure n'était aucunement comparable à la déperdition d'électricité négative (vers la même plaque) observée quand les deux plaques étaient détachées de la batterie. De fait, à cette très basse pression, tout justifie l'opinion que les effets observés sont dus à des particules électrisées cheminant le long des rayons cathodiques, tandis que le reste du gaz possède une faible conductivité. On a fait quelques expériences avec un tube semblable à celui de la figure 2, sauf que l'absence du tampon B permettait à un beaucoup plus grand nombre de rayons cathodiques de passer entre les plaques. Quand la plaque supérieure était reliée au pôle positif de la batterie une décharge lumineuse à stratifications bien marquées jaillissait entre cette plaque et le tampon relié à la terre à travers lequel s'écoulaient les rayons cathodiques; elle se produisait même avec une différence de potentiel (entre la plaque et le tampon) ne dépassant pas 20 volts. Il semble donc que si l'on envoie dans un gaz des rayons cathodiques provenant d'une source extérieure à la cathode, une faible différence de potentiel suffit à produire la décharge caractéristique.

Déviation magnétique des rayons cathodiques dans différents gaz. — Cette déviation a été étudiée au moyen de l'appareil suivant (*fig.* 4).

Les rayons pénétrant dans la cloche F à travers la fente passaient le long d'une plaque de verre verticale divisée en petits carrés. La cloche était placée entre deux grandes bobines parallèles montées comme un galvanomètre de Helmholtz. On repérait la trajectoire des rayons en photographiant la cloche pendant que les rayons la traversaient; le quadrillage de la plaque permettait de déterminer cette trajectoire. Sous l'action du champ magnétique le mince faisceau de rayons cathodiques s'étale en une large luminosité en forme d'éven-

[illegible]

[illegible]



[illegible]

[illegible] par l'aimant. La [illegible] par les bandes le long desquelles elle est plus grande que dans les parties adjacentes (spectre magnétique de Birkeland). Les [illegible] les plus brillantes sur le verre ne sont pas toujours [illegible] à l'extrémité des lignes les plus brillantes de la [illegible] gaz; il arrive quelquefois qu'une tache très brillante sur le verre ne soit pas reliée à la cathode par une lueur appréciable, bien qu'il puisse y avoir dans d'autres parties du gaz une abondante [illegible]. Un point très intéressant, mis en lumière par les photographies, est que dans un champ magnétique donné, entre les limites duquel existe une différence de potentiel moyenne également donnée, la trajectoire des rayons est indépendante de la nature du gaz. On a photographié la décharge dans l'hydrogène, l'air, l'anhydride carbonique, l'iodure de méthyle, c'est-à-dire dans des gaz dont les densités sont comprises entre 1 et 170; et cependant, non seulement les trajectoires des rayons les plus déviés étaient les mêmes dans tous les cas, mais les détails eux-mêmes, tels que la distribution des espaces sombres et brillants, étaient les mêmes; de fait, les photographies se distinguaient difficilement les unes des autres. Il faut noter que les pressions n'étaient pas les mêmes; elles étaient réglées, dans les différents gaz, de telle sorte que les différences de potentiel moyennes entre la cathode et l'anode fussent les mêmes dans tous. Lorsque la pression d'un gaz diminue, la différence de potentiel entre les électrodes croît et la déviation des rayons par un aimant diminue, ou en tout cas, la déviation des rayons quand la phosphorescence est maximum diminue.

La même chose a lieu si l'on dispose une interruption sur le circuit.

Dans les expériences avec les divers gaz, la pression avait la valeur maximum compatible avec l'apparition de la phosphorescence sur le verre, de manière à assurer la présence dans le tube de la plus grande masse possible du gaz étudié.

Puisque les rayons cathodiques transportent une charge électrique négative, qu'ils sont déviés par une force électrostatique comme s'ils étaient électrisés négativement, et qu'ils sont traités par une force magnétique exactement comme le serait un corps électrisé négativement et cheminant suivant leur trajectoire, je ne vois pas comment on peut échapper à la conclusion que ce sont des charges électriques négatives transportées par des particules matérielles. Une question se pose maintenant : que sont ces particules? Des atomes, ou des molécules, ou de la matière dans un état de division plus grand encore? Pour jeter quelque lumière sur cette question, j'ai fait une série de mesures du rapport de la masse de ces particules à la charge qu'elles transportent. J'ai employé deux méthodes indépendantes. Voici la première : considérons un faisceau de rayons cathodiques homogènes; soit m la masse de chaque particule, e la charge qu'elle transporte; soit N le nombre de particules traversant une section quelconque du faisceau dans un temps donné; la quantité d'électricité Q transportée par ces particules est alors donnée par l'équation

$$Q = Ne.$$

On peut mesurer Q en recevant les rayons cathodiques dans l'intérieur d'une enceinte reliée à un électromètre. Si ces rayons frappent un corps solide, la température de celui-ci s'élève, l'énergie cinétique des molécules en mouvement se transformant en chaleur; si nous admettons que la transformation est intégrale, nous pourrons, en mesurant l'élévation déterminée dans la température d'un corps de capacité calorifique connue par le choc de ces rayons, connaître l'énergie cinétique W des particules; et, si nous appelons v la vitesse de ces particules, nous aurons

$$\frac{1}{2} N m v^2 = W.$$

Soit ρ le rayon de courbure de la trajectoire de ces rayons dans un champ magnétique uniforme H, on a

$$H e v = \frac{m v^2}{\rho},$$

ou

$$\frac{mv}{e} = H\rho = I,$$

en écrivant I à la place de $H\rho$, pour abréger. De ces équations nous tirons

$$\frac{1}{2}\frac{m}{e}v^2 = \frac{W}{Q},$$

$$v = \frac{2W}{QI},$$

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2 Q}{2W}.$$

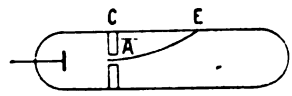
Si donc nous connaissons les valeurs de Q, W et I, nous pourrons en déduire celles de v et de $\frac{m}{e}$.

Pour mesurer ces quantités j'ai employé des tubes de trois types différents. Le premier que j'aie essayé est semblable à celui qui est représenté par la figure 2, sauf que les plaques D et E sont absentes, et que deux cylindres coaxiaux sont fixés à l'extrémité du tube. Les rayons émanés de la cathode C tombent sur le tampon métallique B relié au sol, servant d'anode, et percé d'une fente horizontale à travers laquelle passent les rayons; ceux-ci frappent ensuite les deux cylindres, dans lesquels sont pratiquées des fentes qui permettent aux rayons d'arriver sur la paroi interne du cylindre intérieur. Le cylindre extérieur est relié au sol; le cylindre intérieur, isolé du premier, est relié à un électromètre dont la déviation mesure la quantité d'électricité Q apportée dans le cylindre par les rayons. Derrière la fente, dans ce cylindre, est disposé un couple thermo-électrique fait de très petites bandes de fer et de cuivre fixées à des fils très fins de fer et de cuivre; ces fils passent à travers les cylindres, dont ils sont isolés, sortent du tube en traversant le verre, et vont à un galvanomètre de faible résistance dont la déviation fournit les données nécessaires au calcul de l'élévation de température de la soudure sous les chocs des rayons cathodiques. Les bandes de fer et de cuivre étaient assez larges pour permettre à tous les rayons cathodiques pénétrant dans le cylindre de frapper la soudure. Dans quelques-uns des tubes les bandes de fer et de cuivre étaient placées bout à bout, de sorte que certains rayons frappaient le fer, certains autres le cuivre; dans d'autres tubes, les bandes étaient placées l'une contre l'autre; on n'a cependant pu trouver aucune différence entre les résultats fournis par les deux dis-

positifs. On avait pesé les bandes, et calculé la capacité calorifique de la soudure. Dans une série de soudures elle était de 5×10^{-3}, dans une autre de 3×10^{-3}. Si l'on admet que les rayons cathodiques qui frappent la soudure lui cèdent intégralement leur énergie, la déviation du galvanomètre donne W ou $\frac{1}{2} N m v^2$.

On obtenait de la manière suivante la valeur de I, ou $H\rho$: le tube était placé entre deux grandes bobines circulaires parallèles l'une à l'autre, et séparées par une distance égale à leur rayon; ces bobines réalisent un champ magnétique uniforme dont on a l'intensité en mesurant au moyen d'un ampèremètre l'intensité du courant qui les traverse. Les rayons cathodiques sont ainsi dans un champ uniforme, de telle sorte que leur trajectoire est circulaire. Supposons que, déviés par un aimant, ils frappent le verre du tube en E (*fig.* 5); on a alors,

Fig. 5.



si ρ est le rayon de la circonférence,

$$2\rho = \frac{\overline{CE}^2}{AC} + AC;$$

on a donc, en mesurant CE et AC, le moyen de déterminer le rayon de courbure de la trajectoire des rayons.

La détermination de ρ est rendue quelque peu incertaine par la dispersion du pinceau de rayons sous l'action du champ magnétique, dispersion qui donne à la tache phosphorescente en E plusieurs millimètres de longueur; on aura donc des valeurs de ρ différant entre elles d'une manière appréciable suivant la position attribuée à E dans la tache phosphorescente. Cependant, il y avait généralement dans cette tache une région beaucoup plus brillante que les autres; on prenait alors pour E le point le plus brillant. Quand il n'y avait pas de maximum d'éclat on prenait le milieu de la tache. L'incertitude qui en résultait pour ρ pouvait atteindre 20 pour 100 environ dans certains cas; j'entends par là qu'en prenant pour E successivement les deux extrémités, on avait pour ρ des valeurs différant entre elles de cette quantité.

La mesure de la quantité Q d'électricité pénétrant dans le cylindre

est compliquée par le fait que les rayons cathodiques rendent conducteurs les gaz qu'ils traversent, de sorte que l'isolement, parfait en leur absence, ne l'était plus quand ils passaient dans l'intervalle compris entre les deux cylindres; il en résultait qu'une partie de la charge communiquée au cylindre intérieur fuyait, de sorte que la charge réellement prise par ce cylindre était supérieure à la charge indiquée par l'électromètre. Pour rendre aussi faible que possible l'erreur ainsi introduite, on avait réuni le cylindre intérieur à la plus grande capacité disponible, soit 1,5 microfarad, et l'on n'admettait les rayons que pendant très peu de temps, 1 ou 2 secondes environ, de sorte que la variation de potentiel du cylindre intérieur ne fût pas grande; elle était comprise entre 0,5 et 5 volts dans les différentes expériences. Une autre raison qui oblige à rendre aussi brève que possible la durée d'admission des rayons, est qu'il faut éviter la correction relative à la perte de chaleur de la soudure thermo-électrique par conduction le long des fils; l'élévation de température de cette soudure était de l'ordre de 2° C.; une série d'expériences a montré qu'avec le même tube et la même pression de gaz Q et W étaient proportionnels l'un à l'autre quand les rayons n'agissaient pas pendant trop longtemps.

Les tubes de cette espèce ont donné des résultats satisfaisants; leur seul désavantage consistait en ce que, le verre se chargeant d'électricité, une décharge secondaire passait quelquefois entre le cylindre et les parois du tube, et les cylindres étaient entourés d'une lueur; quand cette lueur apparaissait les lectures étaient très irrégulières; on pouvait cependant la faire disparaître en raréfiant le gaz et laissant reposer le tube quelque temps. Les résultats obtenus avec cet appareil sont donnés sous la rubrique *tube* 1.

Le second type de tube était semblable à celui qu'on employait pour photographier la trajectoire des rayons (*fig.* 4); un double cylindre muni d'un élément thermo-électrique pareil à celui qui servait pour le tube précédent était placé dans la ligne de tir des rayons; l'intérieur de la cloche était tapissé d'une toile de cuivre reliée au sol. Ce tube donna des résultats très satisfaisants; on ne fut jamais troublé par l'apparition d'une lueur autour des cylindres, et les lectures furent très concordantes; le seul désavantage était que, certains des joints devant être faits avec de la cire à cacheter, il n'était pas possible d'obtenir avec ce tube les plus hauts degrés de vide, de sorte que les limites de pression sont moins étendues avec lui qu'avec le tube 1. Les résultats qu'il a donnés sont inscrits sous la rubrique *tube* 2.

Le troisième type de tube était semblable au premier, sauf que les ouvertures pratiquées dans les deux cylindres étaient beaucoup plus petites; les fentes étaient remplacées par de petits trous de $1^{mm},5$ de diamètre environ. A cause de la petitesse des ouvertures, la grandeur des effets était de beaucoup diminuée; pour avoir des effets mesurables il fallait réduire à 0,15 microfarad la capacité du condensateur relié au cylindre intérieur et rendre le galvanomètre extrêmement sensible, car l'élévation de la température de la soudure thermo-électrique n'était en moyenne, dans ces expériences, que de $0^{\circ},5$ C. environ. Les résultats obtenus avec ce tube sont donnés sous la rubrique *tube* 3.

Le Tableau suivant donne une série de mesures faites avec ces appareils :

Gaz.	Valeur de $\frac{W}{Q}$.	I.	$\frac{m}{e}$.	v.
		Tube 1.		
Air.....	$4,6 \times 10^{11}$	230	$0,57 \times 10^{-7}$	4×10^{9}
Air.....	$1,8 \times 10^{12}$	350	$0,34 \times 10^{-7}$	1×10^{10}
Air.....	$6,1 \times 10^{11}$	230	$0,43 \times 10^{-7}$	$5,4 \times 10^{9}$
Air.....	$2,5 \times 10^{12}$	400	$0,32 \times 10^{-7}$	$1,2 \times 10^{10}$
Air.....	$5,5 \times 10^{11}$	230	$0,48 \times 10^{-7}$	$4,8 \times 10^{9}$
Air.....	1×10^{12}	285	$0,4 \times 10^{-7}$	7×10^{9}
Air.....	1×10^{12}	285	$0,4 \times 10^{-7}$	7×10^{9}
Hydrogène.....	6×10^{12}	205	$0,35 \times 10^{-7}$	6×10^{9}
Hydrogène.....	$2,1 \times 10^{12}$	460	$0,5 \times 10^{-7}$	$9,2 \times 10^{9}$
Gaz carbonique..	$8,4 \times 10^{11}$	260	$0,4 \times 10^{-7}$	$7,5 \times 10^{9}$
Gaz carbonique..	$1,47 \times 10^{12}$	340	$0,4 \times 10^{-7}$	$8,5 \times 10^{9}$
Gaz carbonique..	30×10^{12}	480	$0,39 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{10}$
		Tube 2.		
Air.....	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{9}$
Air.....	$4,4 \times 10^{11}$	195	$0,47 \times 10^{-7}$	$4,1 \times 10^{9}$
Air.....	$3,5 \times 10^{11}$	181	$0,47 \times 10^{-7}$	$3,8 \times 10^{9}$
Hydrogène.....	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{9}$
Air.....	$2,5 \times 10^{11}$	160	$0,51 \times 10^{-7}$	$3,1 \times 10^{9}$
Gaz carbonique..	2×10^{11}	148	$0,54 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{9}$
Air.....	$1,8 \times 10^{11}$	151	$0,63 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^{9}$
Hydrogène.....	$2,8 \times 10^{11}$	175	$0,53 \times 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{9}$
Hydrogène.....	$4,4 \times 10^{11}$	201	$0,46 \times 10^{-7}$	$4,4 \times 10^{9}$
Air.....	$2,5 \times 10^{11}$	176	$0,61 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{9}$
Air.....	$4,2 \times 10^{11}$	200	$0,48 \times 10^{-7}$	$4,1 \times 10^{9}$
		Tube 3.		
Air.....	$2,5 \times 10^{11}$	220	$0,9 \times 10^{-7}$	$2,4 \times 10^{9}$
Air.....	$3,5 \times 10^{11}$	225	$0,7 \times 10^{-7}$	$3,2 \times 10^{9}$
Hydrogène.....	3×10^{11}	250	$1,0 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{9}$

On remarquera que la valeur de $\frac{m}{e}$ est beaucoup plus grande pour le tube 3, où l'ouverture est un petit trou, que pour les tubes 1 et 2, où l'ouverture est une fente de surface beaucoup plus considérable. Je crois que les valeurs de $\frac{m}{e}$ obtenues avec les tubes 1 et 2 sont trop faibles, à cause de la déperdition entre le cylindre intérieur et le cylindre extérieur, due à la conductibilité donnée au gaz par le passage des rayons cathodiques.

On voit par ces tableaux que la valeur de $\frac{m}{e}$ est indépendante de la nature du gaz. Ainsi, avec le premier tube la valeur moyenne est $0,4 \times 10^{-7}$ pour l'air; $0,42 \times 10^{-7}$ pour l'hydrogène, et $0,4 \times 10^{-7}$ pour le gaz carbonique; avec le second tube la moyenne pour l'air est $0,52 \times 10^{-7}$; pour l'hydrogène $0,5 \times 10^{7}$, et pour le gaz carbonique $0,54 \times 10^{7}$.

Un changement dans la nature des électrodes modifie l'aspect de la décharge et la valeur de v à la même pression, mais n'altère pas celle de $\frac{m}{e}$.

Dans toutes les expériences qui précèdent on commençait par écarter les rayons du cylindre au moyen d'un aimant, et l'on constatait alors qu'il n'y avait de déviations ni à l'électromètre ni au galvanomètre, de telle sorte que les déviations observées étaient entièrement dues aux rayons cathodiques; quand la lueur précédemment mentionnée entourait les cylindres, l'électromètre déviait même lorsque les rayons cathodiques étaient rejetés à côté du cylindre.

Avant de procéder à la discussion des résultats de ces mesures, je décrirai une autre méthode de détermination des quantités $\frac{m}{e}$ et v, complètement différente de la précédente par son principe : elle est fondée sur la déviation des rayons cathodiques par un champ électrique. Si l'on mesure d'une part la déviation éprouvée par les rayons quand ils traversent une longueur donnée dans un champ électrique uniforme et d'autre part leur déviation quand ils franchissent une distance donnée dans un champ magnétique uniforme, on pourra trouver de la manière suivante les valeurs de $\frac{m}{e}$ et de v :

Soit l la distance parcourue par les rayons dans un champ électrique uniforme d'intensité F; le temps correspondant est $\frac{l}{v}$, la vi-

tesse dans la direction de F est donc

$$\frac{Fe}{m} \times \frac{l}{v},$$

de sorte que l'angle θ dont les rayons sont déviés quand ils quittent le champ électrique et pénètrent dans une région où il n'y a pas de force électrique est donné par l'équation

$$\theta = \frac{Fe}{m} \times \frac{l}{v^2}.$$

Si, au lieu d'une force électrique, c'est une force magnétique H qui agit sur les rayons perpendiculairement à leur direction sur une distance l, la vitesse normale à la trajectoire initiale des rayons a pour valeur

$$\frac{Hev}{m} \times \frac{l}{v},$$

de sorte que l'angle Φ dont les rayons sont déviés quand ils quittent le champ magnétique est donné par l'équation

$$\Phi = \frac{He}{m} \times \frac{l}{v}.$$

De ces équations on tire

$$v = \frac{\Phi}{\theta}\frac{F}{H}$$

et

$$\frac{m}{e} = \frac{H^2\theta l}{F\Phi^2}.$$

Dans les expériences faites, H était réglé de façon à rendre Φ égal à θ; les équations deviennent dans ce cas

$$v = \frac{F}{H},$$

$$\frac{m}{e} = \frac{H^2 l}{F\theta}.$$

L'appareil employé pour mesurer par ce procédé v et $\frac{m}{e}$ est représenté figure 2. On produisait le champ électrique en reliant les deux plaques d'aluminium aux pôles d'une batterie d'accumulateurs. Comme il était nécessaire de faire l'obscurité dans la chambre pour voir la tache phosphorescente, une aiguille recouverte de peinture lumineuse était disposée de manière à pouvoir être déplacée le long de l'échelle F au moyen d'une vis; elle était visible dans l'obscurité,

et on la déplaçait jusqu'à ce qu'elle coïncidât avec la tache phosphorescente. La déviation pouvait ainsi être mesurée lorsqu'on rendait la lumière.

On produisait le champ magnétique en plaçant le tube entre deux bobines dont le diamètre était égal à la longueur des plaques ; elles couvraient l'espace occupé par ces dernières, et leur distance était égale à leur rayon. On déterminait de la manière suivante la valeur moyenne de la force magnétique sur la longueur l; une petite bobine C de longueur l, reliée à un galvanomètre balistique, était placée entre les bobines; le plan des spires de C était parallèle à celui des bobines, et sa section était un rectangle de 5^{cm} sur 1^{cm}. On envoyait un courant connu dans les bobines extérieures, et l'on observait l'impulsion α du galvanomètre quand le courant était renversé. La bobine C était ensuite placée au centre de deux très grandes bobines, de manière qu'elle fût dans un champ uniforme : on renversait le courant dans les grandes bobines et l'on observait l'impulsion β du galvanomètre; de la comparaison de α et β, on pouvait déduire la valeur moyenne de la force magnétique sur la longueur l; on a trouvé qu'elle était

$$60 \times i,$$

i désignant le courant dans les bobines.

Une série d'expériences a montré que la déviation électrostatique est proportionnelle à l'intensité du champ entre les plaques; le courant était réglé de façon que les déviations électrostatique et magnétique fussent égales

Gaz.	θ.	H.	F.	l.	$\frac{m}{e}$	v.
Air.....	$\frac{8}{110}$	5,5	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,3 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{9}$
Air.....	$\frac{9,5}{110}$	5,4	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,1 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{9}$
Air.....	$\frac{13}{110}$	6,6	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,2 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^{9}$
Hydrogène.....	$\frac{9}{110}$	6,3	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,5 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{9}$
Gaz carbonique.....	$\frac{11}{110}$	6,9	$1,5 \times 10^{10}$	5	$1,5 \times 10^{-7}$	$2,2 \times 10^{9}$
Air.....	$\frac{6}{110}$	5	$1,8 \times 10^{10}$	5	$1,3 \times 10^{-7}$	$3,6 \times 10^{9}$
Air.....	$\frac{7}{110}$	3.6	1×10^{10}	5	$1,3 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{9}$

Dans les cinq premières expériences la cathode était en aluminium, dans les deux dernières en platine; dans la dernière expérience on avait inséré entre l'ampoule et la trompe des tubes garnis de soufre pulvérisé, d'iodure de soufre et de copeaux de cuivre pour éliminer les vapeurs de mercure, selon la méthode de Sir William Crookes. Dans le calcul de $\frac{m}{e}$ et de v, on n'a pas tenu compte de la force magnétique créée par les bobines dans la région extérieure aux plaques; la force magnétique a des directions opposées entre les plaques et dans cette région, où son effet tend à rejeter les rayons dans la direction opposée; la valeur réelle de H est donc plus petite que celle qui a été portée dans les équations, de sorte que les valeurs de $\frac{m}{e}$ sont plus grandes, et celles de v plus petites que si la correction avait été faite. Cette méthode est beaucoup moins pénible et probablement plus exacte que la première; mais on ne peut pas l'appliquer dans des limites de pression aussi étendues.

On voit par ces déterminations que la valeur de $\frac{m}{e}$ est indépendante de la nature du gaz, et que sa valeur, 10^{-7}, est très faible en comparaison de 10^{-4}, la plus petite valeur jusqu'à présent connue de cette grandeur, et qui correspond à l'ion d'hydrogène dans l'électrolyse.

Donc la grandeur $\frac{m}{e}$, pour les transporteurs de l'électricité dans les rayons cathodiques, est beaucoup plus petite que pour les ions de l'électrolyse.

La petitesse de $\frac{m}{e}$ peut tenir soit à la petitesse de m, soit à la grandeur de e, soit aux deux causes réunies. Que les transporteurs des charges soient petits comparativement aux molécules ordinaires, c'est je crois, ce qui résulte des mesures de Lenard sur la vitesse de la diminution d'intensité de la phosphorescence produite par ces rayons, quand la longueur du chemin franchi par eux augmente. Si l'on regarde cette phosphorescence comme due au choc des particules chargées, la distance que doivent parcourir les rayons pour que l'intensité de la phosphorescence s'abaisse à une fraction donnée de sa valeur initiale $\left(\text{par exemple } \frac{1}{e}, \text{ où } e = 2,71\right)$, sera un multiple faible du libre parcours moyen. Or Lenard a trouvé que cette distance ne dépend que de la densité du milieu, et nullement de sa nature chimique ou de son état physique. Dans l'air à la pression ordinaire la distance était d'environ $0^{cm},5$; elle doit être comparable au libre parcours moyen des

transporteurs à travers l'air à la pression atmosphérique. Mais le libre parcours des molécules d'air est une quantité d'un ordre tout à fait différent. Le transporteur doit donc être très petit, comparé aux molécules ordinaires.

Les deux traits essentiels de ces transporteurs me paraissent être : 1° qu'ils sont les mêmes quel que soit le gaz à travers lequel passe la décharge ; 2° que leur libre parcours moyen ne dépend de rien autre que de la densité du milieu traversé par les rayons.

On pourrait, pour expliquer l'indépendance de la masse des transporteurs vis-à-vis du gaz traversé par la décharge, supposer qu'il s'agit en quelque sorte de la quasi-masse que possède un corps chargé en vertu du champ électrique établi dans son voisinage ; le déplacement du corps entraîne la production d'un champ électrique variable, et par conséquent d'une certaine quantité d'énergie qui est proportionnelle au carré de la vitesse. Cela fait que le corps chargé se comporte comme si sa masse avait augmenté d'une certaine quantité, qui pour une sphère chargée est $\frac{1}{5}\frac{e^2}{\mu a}$, où e désigne la charge et a le rayon de la sphère [1].

Si nous admettons qu'il s'agit de cette masse dans le cas des rayons cathodiques, nous n'en tirerons aucun secours pour l'explication de l'une ou l'autre des propriétés essentielles de ces rayons, puisque $\frac{m}{e}$ varierait comme $\frac{e}{a}$. Et ce n'est pas la seule objection à cette hypothèse, que je mentionne seulement pour montrer qu'il n'y a pas à s'y arrêter.

L'explication qui me paraît rendre compte des faits de la manière la plus simple et la plus juste s'appuie sur une conception de la constitution des éléments chimiques qui a été favorablement accueillie par un grand nombre de chimistes ; c'est que les atomes des différents éléments chimiques sont des agrégats divers d'atomes d'une même espèce. Dans la forme donnée par Prout à cette hypothèse, les atomes constitutifs des divers éléments seraient les atomes de l'hydrogène ; sous cette forme précise elle n'est pas défendable ; mais, si nous substituons à l'hydrogène quelque substance primordiale inconnue X, on ne connaît rien d'incompatible avec cette hypothèse, qui a été récemment soutenue par Sir Norman Lockyer par des raisons déduites de l'étude des spectres stellaires.

Si, dans le champ électrique très intense qui avoisine la cathode

---

[1] J.-J. THOMSON, *Recent researches in Electricity and Magnetism*.

les molécules du gaz sont dissociées et rompues non pas en atomes chimiques ordinaires, mais en ces atomes primordiaux que j'appellerai pour abréger corpuscules; et si ces corpuscules sont chargés d'électricité et projetés loin de la cathode par le champ électrique, ils se comporteront exactement comme les rayons cathodiques. Pour eux, la valeur de $\frac{m}{e}$ est évidemment indépendante de la nature du gaz; car ils sont les mêmes quel que puisse être le gaz; de plus, les libres parcours moyens de ces corpuscules dépendront seulement de la densité du milieu qu'ils traversent. En effet, les molécules du milieu seront composées d'un certain nombre de corpuscules de cette espèce séparés par des intervalles considérables; la collision entre un corpuscule unique et la molécule n'aura pas lieu contre la molécule entière envisagée comme un tout, mais contre les corpuscules individuels qui la composent; ainsi, le nombre des collisions subies par le corpuscule quand il se meut à travers une foule de ces molécules sera proportionnel, non au nombre de molécules, mais au nombre des corpuscules individuels. Le libre parcours moyen est inversement proportionnel au nombre des collisions par unité de temps, par conséquent au nombre de corpuscules par unité de volume; comme ces corpuscules ont tous la même masse, leur nombre dans l'unité de volume sera proportionnel à la masse de l'unité de volume, c'est-à-dire que le libre parcours moyen sera inversement proportionnel à la densité du gaz. Donc, comme on le voit, tant que la distance entre des corpuscules voisins est grande en comparaison des dimensions linéaires d'un corpuscule, le libre parcours moyen sera indépendant de leur mode de distribution, pourvu que leur nombre par unité de volume reste constant, c'est-à-dire dépendra seulement de la densité du milieu traversé par les corpuscules, et nullement de sa nature chimique ou de son état physique : cette propriété, établie par les mesures remarquables de Lenard sur l'absorption des rayons cathodiques par différents milieux, doit appartenir aux transporteurs des charges dans les rayons cathodiques.

Ainsi, d'après cette manière de voir, les rayons cathodiques sont constitués par de la matière dans un nouvel état, où sa division est poussée beaucoup plus loin que dans l'état gazeux ordinaire; état dans lequel toute matière, c'est-à-dire la matière tirée de sources différentes telles qu'hydrogène, oxygène, etc., est d'une seule et même nature, étant la substance dont sont formés tous les éléments chimiques.

Avec des appareils de dimensions ordinaires la quantité de matière produite au moyen de la dissociation à la cathode est si faible qu'on peut presque nier la possibilité d'une investigation chimique directe de ses propriétés. Ainsi, j'ai calculé que la bobine que j'ai employée, fonctionnant nuit et jour sans interruption pendant un an, ne produirait qu'un trois-millionième de gramme environ de cette substance.

Je crois que la petitesse du rapport $\frac{m}{e}$ est due aussi bien à la grandeur de e qu'à la faiblesse de m. Il me semble assez évident que les charges transportées par les corpuscules dans l'atome sont grandes vis-à-vis de celles que transportent les ions d'un électrolyte.

Dans la molécule HCl, par exemple, je me représente les composants de l'atome d'hydrogène comme réunis entre eux par un grand nombre de tubes de force électrique : les composants de l'atome de chlore sont reliés de la même manière, tandis qu'un seul tube égaré lie l'atome d'hydrogène à l'atome de chlore.

On trouve dans les valeurs du pouvoir inducteur spécifique des gaz une raison d'attribuer cette charge considérable aux constituants de l'atome ; on peut imaginer que le pouvoir inducteur spécifique d'un gaz est dû à la présence dans le champ électrique du doublet électrique formé par les deux atomes chargés d'électricité contraire qui constituent la molécule du gaz. Les mesures du pouvoir inducteur spécifique montrent que c'est très approximativement une grandeur additive ; c'est-à-dire que l'on peut attribuer une certaine valeur à chaque élément, et trouver le pouvoir inducteur de HCl en ajoutant à celui de l'hydrogène celui du chlore ; le pouvoir inducteur de H^2O, en ajoutant deux fois celui de l'hydrogène à celui de l'oxygène, etc. Le moment électrique du doublet formé par une charge positive sur l'un des atomes de la molécule et une charge négative sur l'autre ne serait pas, lui-même, une propriété additive ; mais, si chaque atome avait un moment électrique défini et très grand par rapport au moment électrique des deux atomes dans la molécule, le moment électrique d'un composé quelconque, et par conséquent son pouvoir inducteur spécifique, serait une propriété additive. Et pour que le moment électrique de l'atome fût grand comparativement à celui de la molécule il faudrait que la charge des corpuscules fût très grande relativement à celle de l'ion.

Si l'on considère l'atome chimique comme une agrégation d'un certain nombre d'atomes primordiaux, il y a un grand intérêt, au point de vue de la relation entre les propriétés d'un élément et son

poids atomique, à trouver les figures d'équilibre stable pour un certain nombre de particules égales agissant les unes sur les autres suivant une certaine loi de force, soit celle de Boscovich, où l'action mutuelle est une répulsion quand les particules sont séparées par une distance inférieure à une certaine distance critique et une attraction quand leur distance est plus grande, soit même le cas plus simple d'un certain nombre de particules se repoussant mutuellement et maintenues côte à côte par une force centrale. Malheureusement les équations qui déterminent la stabilité d'une pareille agglomération de particules se compliquent si rapidement quand le nombre des particules augmente, qu'une investigation mathématique générale est à peine possible. On peut, cependant, pénétrer assez avant les lois générales qui régissent de semblables figures en employant des modèles dont le plus simple est constitué par les aimants flottants du professeur Mayer. Dans ce modèle les aimants se placent d'eux-mêmes en équilibre sous l'action de leurs répulsions mutuelles et de l'attraction centrale émanant du pôle d'un gros aimant placé au-dessous des aimants flottants.

Une étude des figures formées par ces aimants me paraît suggestive au point de vue de la loi périodique. Mayer a montré que si, le nombre des aimants flottants ne dépasse pas 5, ils se disposent aux sommets d'un polygone régulier : 5 aux sommets d'un pentagone, 4 aux sommets d'un carré, etc. Mais, quand le nombre dépasse 5, la loi ne s'applique plus; ainsi, 6 aimants ne forment pas un hexagone, mais se divisent en deux systèmes formés de 1 au centre, et 5 aux sommets d'un pentagone. Pour 8, on en a 2 à l'intérieur et 6 à l'extérieur; cette disposition en deux systèmes, l'un intérieur et l'autre extérieur, se poursuit jusqu'à 18 aimants. On a ensuite trois systèmes; un central, un moyen, un extérieur; pour un nombre encore plus grand d'aimants on a quatre systèmes, et ainsi de suite. Mayer a observé les dispositions suivantes :

1.	2.	3.	4.	5.
1.5 1.6 1.7	2.6 2.7	3.7 3.8	4.8 4.9	5.9
1.5. 9 1.6. 9 1.6.11	2.7.10 2.8.10 2.7.11	3.7.10 3.7.11 3.8.10 3.8.11 3.8.12 3.8.13	4.8.12 4.8.13 4.9.12 4.9.13	5.9.12 5.9.13

1.	2	3.	4.
1.5. 9.12	2.7.10.15	3.7.12.13	4.9.13.14
1.5. 9.13	2.7.12.14	3.7.12.14	4.9.13.15
1.6. 9.12		3.7.13.14	4.9.14.15
1.6.10.12		3.7.13.15	
1.6.10.13			
1.6.11.12			
1.6.11.13			
1.6.11.14			
1 6.11.15			
1.7.12.14			

où, par exemple, 1.6.10.12 représente une disposition formée de 1 aimant au centre, puis un anneau de 6, un de 10, et à l'extérieur un de 12.

Supposons maintenant qu'une certaine propriété soit associée à la formation d'un groupe de deux aimants; nous aurons cette propriété avec deux aimants, puis avec 8 et 9, de nouveau avec 19 et 20, encore avec 34, 35, etc. Si nous considérons le système d'aimants comme un modèle d'atome, le nombre des aimants étant proportionnel au poids atomique, cette propriété se présenterait dans les éléments de poids atomique 2, (8, 9), (19, 20), (34, 35). Une propriété déterminée par la formation d'un groupe de trois aimants correspondrait aux poids atomiques 3; 10 et 11; 20, 21, 22, 23 et 24; 35, 36, 37 et 39; de fait, on aurait quelque chose de tout à fait analogue à la loi périodique, la première série correspondant à l'arrangement des aimants en un seul groupe, la seconde à l'arrangement en deux groupes, la troisième à trois groupes, et ainsi de suite.

Vitesse des rayons cathodiques. — Elle est variable, et d'autant plus grande que le vide est plus poussé. Sa valeur, 10^9, est très supérieure à celle (2×10^7) qu'avait obtenue l'auteur dans des expériences antérieures [1], en mesurant directement le temps écoulé entre l'apparition de la phosphorescence en deux points du verre inégalement éloignés de la cathode. Ces expériences, faites à une pression plus forte, devaient bien fournir une valeur plus faible, mais pas dans ces proportions. Il est vraisemblable que la vitesse paraissait plus faible qu'elle ne l'est en réalité, parce que la phosphorescence n'apparaît pas dès le début du bombardement par les projectiles cathodiques, mais au bout d'un temps fini, variable avec l'intensité de ce bombardement; on avait bien essayé d'éliminer cette cause d'erreur en réglant l'expérience de manière

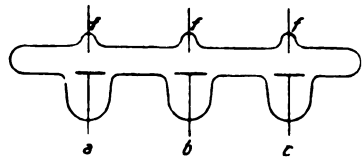
---

(1) *Phil. Magaz.*, octobre 1894, et *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 87. (*Voir* aussi ce Recueil.)

à observer des phosphorescences d'intensité à peu près égale aux deux points examinés, mais la nouvelle valeur trouvée pour la vitesse montre que sans doute on n'avait pas réussi.

Expériences avec des électrodes de diverses matières. — La valeur de $\frac{m}{e}$ est restée la même, mais l'aspect de la décharge variait avec la nature de l'électrode, ainsi que la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, à pression égale du gaz. Les expériences ont été faites avec des tubes semblables à celui de la figure 6.

Fig. 6.



f, anodes formées de fils de platine; *a*, *b*, *c*, cathodes de différentes natures, formées de disques d'aluminium, de fer, de plomb, d'étain, de cuivre, de mercure, d'amalgame de sodium ou de chlorure d'argent.

Le Tableau suivant montre la grandeur de la variation de la différence de potentiel entre les électrodes :

Cathode.	Différence de potentiel moyenne.
	volts
Aluminium	1800
Plomb	2100
Etain	2400
Cuivre	2600
Fer	2900

Avec l'amalgame de sodium et le chlorure d'argent, elle était moindre encore qu'avec l'aluminium.

On a obtenu des résultats brusquement et très capricieusement variables, sans doute à cause de l'influence considérable d'une absorption de gaz par l'électrode.

SUR LA

CHARGE ÉLECTRIQUE TRANSPORTÉE PAR LES IONS PRODUITS PAR LES RAYONS RÖNTGEN,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Philosophical Magazine, t. XLVI, 1898, p. 528-545.

Le principe de la méthode employée pour mesurer ces charges est le suivant : en mesurant le courant (entretenu par une force électromotrice constante) qui traverse un gaz soumis aux rayons Röntgen, on détermine le produit nev, où n représente le nombre d'ions existant dans l'unité de volume du gaz, e la charge d'un ion, v la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs sous la force électromotrice à laquelle ils sont soumis.

M. Rutherford (1) a déterminé la valeur de v dans un grand nombre de gaz; en utilisant ses résultats on peut tirer de la mesure du courant le produit ne; si donc on peut déterminer n, on aura la valeur de e.

La méthode employée pour déterminer n est fondée sur le fait suivant, découvert par M. C.-T.-R. Wilson (2); dans de l'air débarrassé de poussières et traversé par des rayons Röntgen, une détente qui en l'absence des rayons serait incapable de provoquer une condensation, détermine la production d'un brouillard. Quand on produit une détente déterminée et soudaine dans de l'air libre de poussières, il se dépose une quantité de vapeur d'eau définie et calculable, grâce à l'abaissement de température dû à la détente adiabatique. Quand le gaz est exposé aux rayons Röntgen, les ions produits

(1) *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 422; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, 1898, p. 104; ce Volume.

(2) *Phil. Trans.*, A. 1897, p. 265; *voyez* également ce Volume.

par leur action semblent agir comme des noyaux autour desquels l'eau se condense.

J'ai fait voir ([1]) que, sur une sphère chargée dont le rayon est inférieur à une certaine limite, l'effet de la charge tendant à amener la condensation doit faire plus que contrebalancer l'effet de la tension superficielle tendant à l'empêcher; de sorte que chaque ion chargé produira une très petite goutte d'eau qui pourra agir comme un noyau de condensation. S'il en est ainsi, et si l'on connaît la grandeur d'une goutte et la masse d'eau déposée par unité de volume, on pourra déterminer le nombre des gouttes et par conséquent le nombre des ions par unité de volume du gaz. Une partie de la recherche consiste donc à déterminer la grosseur des gouttes, ce qui donne n; et, comme l'on connaît ne d'après les mesures électriques, nous aurons le moyen de déterminer e.

On a d'abord essayé de déduire le diamètre des gouttes de l'observation du diamètre des anneaux colorés produits sur un écran par un faisceau lumineux étroit ayant traversé le nuage, en supposant ces anneaux uniquement dus à la diffraction. Mais, outre que l'interférence entre les rayons qui ont traversé des gouttes transparentes et ceux qui n'en ont pas traversé a semblé intervenir dans le phénomène, la méthode a dû être abandonnée pour la raison suivante. La mesure exacte du diamètre des anneaux n'est possible que s'ils sont assez brillants, c'est-à-dire produits par un brouillard épais, dû à la présence de nombreux ions; or l'expérience a montré que dans ce cas les ions ne sont pas tous précipités par le nuage. Si en effet on supprime les rayons immédiatement après la première détente et si on laisse tomber le brouillard, une seconde détente produit un brouillard moins épais: plusieurs détentes successives peuvent être nécessaires pour détruire l'effet de l'exposition aux rayons Röntgen. Quand le nuage est assez léger pour que l'on puisse admettre qu'il contient tous les ions, les anneaux sont trop pâles pour se prêter aux mesures.

La méthode finalement utilisée pour mesurer la grandeur des gouttes consistait à mesurer la vitesse de chute du brouillard, et à déduire le rayon des gouttes de la formule

$$v = \frac{2}{9}\frac{ga^2}{\mu},$$

où v représente la vitesse de chute des gouttes, a leur rayon, μ le coefficient de viscosité du gaz dans lequel elles tombent, et g l'intensité de la pesanteur.

([1]) *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry*, p. 164.

On déterminait la vitesse en observant le temps mis par la couche supérieure du nuage, qui était éclairée par une lampe à arc, à tomber d'une hauteur donnée; des observations faites sur différentes hauteurs avaient montré la constance de la vitesse de chute, de sorte que les gouttes avaient atteint leur vitesse limite.

J'ai commencé par faire des expériences pour savoir si les gouttes du nuage formé par détente étaient déposées autour des ions qui donnaient au gaz sa conductibilité électrique: ce point est capital, puisque la méthode employée dans ce Mémoire pour déterminer la charge transportée par un ion repose sur l'hypothèse que la production du brouillard par détente est due à l'ionisation du gaz, et que chaque ion peut jouer le rôle de noyau pour une goutte d'eau.

Tout d'abord, il existe une preuve directe du pouvoir d'une particule électrisée d'agir comme noyau pour une goutte d'eau, puisqu'il se produit une condensation dans un jet de vapeur placé à côté d'une électrode d'où s'échappe de l'électricité: de plus, M. Wilson a montré que la détente détermine un brouillard dans de l'air débarrassé de poussières quand une électrode y décharge de l'électricité [1]. Une preuve plus directe du fait qui nous occupe est donnée par l'expérience suivante : si les ions produits par les rayons Röntgen agissent comme des noyaux de gouttes, aucun nuage ne devra se former quand l'air détendu sera exposé à un champ électrique intense pendant que les rayons le traversent, puisque ces ions peuvent être éliminés du gaz par un champ électrique intense. C'est ce que l'on a constaté, et l'expérience est frappante. Deux plaques parallèles étaient placées dans un récipient contenant de l'air débarrassé de poussières; ces plaques, distantes de 5^{cm} environ, étaient assez grandes pour comprendre entre elles la plus grande partie de l'air. Elles pouvaient être reliées aux pôles d'une batterie de petits accumulateurs donnant une différence de potentiel de 400 volts environ. Des rayons Röntgen passant entre les plaques traversaient le gaz qui avait été préalablement débarrassé de poussières. Quand les plaques étaient détachées de la batterie la détente produisait un nuage épais; mais, quand elles lui étaient reliées, la détente ne produisait qu'un nuage très léger, dont la densité était presque aussi grande en l'absence des rayons qu'en leur présence.

Il fallait encore examiner si le brouillard formé par la détente captait tous les ions. A ce propos, il est nécessaire d'indiquer que les

---

[1] *Voir* ce Volume.

seules détentes utilisables sont comprises entre des limites assez voisines; le rapport du volume final au volume initial du gaz doit être compris entre 1,25 et 1,40. Car, ainsi que l'a montré M. Wilson [1], quand la détente dépasse la plus élevée de ces limites il se produit, même dans un gaz qui n'est pas exposé aux rayons Röntgen, un brouillard si épais que l'accroissement de condensation dû à ces rayons est difficilement perceptible, tandis qu'au-dessous de la plus faible il ne se produit pas de brouillard. Avec des détentes comprises dans ces limites, on a trouvé que, si les rayons Röntgen étaient intenses, une augmentation d'intensité de ces rayons était loin d'accroître le nombre des gouttes (déterminé par la vitesse de chute) autant qu'elle accroissait le nombre des ions (déduit de la conductibilité électrique du gaz). Pour ces rayons énergiques, on trouva que leur pouvoir de condensation n'était pas épuisé par la première détente, même quand on les supprimait immédiatement après, car une seconde détente produisait un nouveau nuage; avec de puissants rayons il fallait quelquefois six à sept détentes réparties peut-être sur 5 à 6 minutes, pour faire disparaître leur effet. En présence de ce résultat, il est évident que lorsque les rayons sont intenses on n'est pas autorisé à admettre que tous les ions soient captés par le brouillard dû à la première détente. Cependant, bien que la première détente ne précipite pas tous les ions, il semble qu'elle augmente la grosseur de ceux qui restent et les rende plus durables, car les ions qu'elle laisse après elle exercent un effet de condensation appréciable pendant plusieurs minutes; tandis que s'il n'y a pas eu de détente cet effet des rayons ne persiste que pendant quelques secondes après leur suppression. De plus, ces ions modifiés sont capables de provoquer la formation d'un brouillard avec une détente inférieure à la plus faible qui donne un nuage avec les ions primitifs, soit 1,25. Quand un premier brouillard a été produit, les nuages secondaires dus aux détentes successives ne sont que peu affectés par un champ électrique, ce qui montre encore que les ions modifiés sont plus gros et plus inertes que les ions originels; leur présence ne paraît pas donner au gaz de conductibilité appréciable. M. Wilson a trouvé que, si on laisse tomber le brouillard produit par une forte détente dans un gaz libre de poussières et non exposé aux rayons Röntgen, un nouveau brouillard est provoqué par une nouvelle détente plus faible (qui, dans les conditions ordinaires, n'amènerait pas de condensation à moins qu'il n'y

[1] *Loc cit. Voyez* également ce Volume.

eût des poussières) et qu'il est nécessaire de produire plusieurs brouillards et de les laisser tomber, pour que le gaz revienne à son état normal. Les expériences de M. Wilson semblent démontrer que, dans ce cas, les premiers noyaux étaient des gouttes d'eau excessivement petites, et la formation du second nuage semblerait indiquer que, sur les gouttes qui ne devenaient pas assez grosses pour être précipitées par le premier brouillard, il se déposait un peu d'humidité qui était garantie contre l'évaporation par quelque modification chimique superficielle telle que la formation d'eau oxygénée.

Quelle que puisse être l'explication de ces nuages secondaires, il est évident que, si les rayons sont assez énergiques pour les produire, on ne peut pas déduire le nombre des ions de l'observation du premier nuage. Dans les expériences décrites ci-dessous on a affaibli l'intensité des rayons, en interposant des écrans d'aluminium entre l'ampoule et le gaz examiné, jusqu'à ce que la seconde détente n'amenât pas plus de brouillard qu'il n'y en aurait eu si le gaz n'avait jamais été exposé aux rayons.

Il fallait encore rechercher si la détente employée était suffisante pour précipiter tous les ions, ou si le nombre des ions précipités augmentait avec le degré de détente. Dans ce but, on mesura la vitesse de chute des nuages formés par des détentes différentes, pendant l'action des rayons. Les résultats de ces expériences sont donnés dans le Tableau suivant :

Pression de l'air, $768^{mm},08$. *Température*, 18° C.

Détente.	Durée de chute sur 25^{mm} avec les rayons.	Durée de chute sur 25^{mm} sans les rayons.
$\frac{751,72}{535,72} = 1,4$	19	10
$\frac{752,72}{545,72} = 1,38$	18	6
$\frac{752,72}{555,72} = 1,35$	14	4

La masse d'eau déposée par centimètre cube par une détente de 1,4 est $4,94 \times 10^{-6}$ grammes, tandis que la masse déposée par une détente de 1,35 est $4,74 \times 10^{-6}$ grammes. Si pour la première détente on désigne par N le nombre des ions par centimètre cube et par a le rayon des gouttes quand les rayons agissent, par M et b les mêmes quantités

quand les rayons n'agissent pas, par Q la masse d'eau déposée, on a

$$N\frac{4}{3}\pi a^3 = M\frac{4}{3}\pi b^3 = Q.$$

La vitesse de chute varie comme le carré du rayon des gouttes, de sorte que

$$\frac{a}{b} = \sqrt{\frac{10}{19}}.$$

La dernière détente (lettres accentuées) donne

$$N'\frac{4}{3}\pi a'^3 = M'\frac{4}{3}\pi b'^3 = Q',$$

de sorte que

$$\frac{N-M}{N'-M'} = \frac{Q\left(\frac{1}{a^3}-\frac{1}{b^3}\right)}{Q'\left(\frac{1}{a'^3}-\frac{1}{b'^3}\right)}$$
$$= \frac{4,94}{4,74}\,\frac{(19\sqrt{19}-10\sqrt{10})}{(14\sqrt{14}-4\sqrt{4})}$$
$$= 1,2 \text{ approximativement.}$$

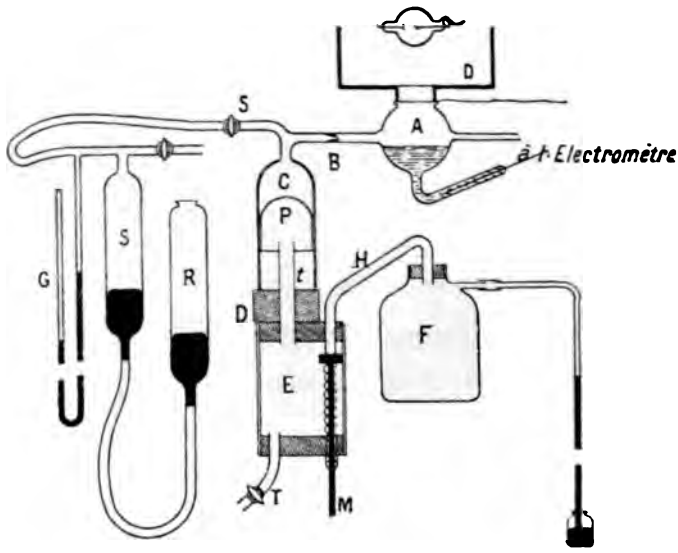
Ainsi, le nombre des ions produits par les rayons et qui sont captés par la plus forte détente est légèrement supérieur à celui des ions captés par l'autre. Je pense que la vitesse plus grande des détentes plus fortes, conséquence du temps plus long pendant lequel la force motrice agit sur le piston dont le mouvement produit la détente, est suffisante pour expliquer ce fait; car, lorsque la détente est lente, les gouttes formées d'abord peuvent croître avant qu'elle ne soit complète, et priver ainsi les autres de vapeur d'eau, de sorte qu'on pourrait s'attendre à avoir un peu plus de gouttes si l'on augmentait la vitesse de détente.

Quelques expériences, faites avec des détentes plus faibles, ont semblé plutôt indiquer un accroissement considérable du nombre des ions déposés quand la détente passe d'une valeur inférieure à 1,3 à une valeur supérieure. Cet accroissement a paru un peu trop grand pour être entièrement attribué à la plus grande rapidité de la détente, et a suggéré l'idée que les ions n'ont pas tous un égal pouvoir d'agir comme noyaux. J'espère faire sur ce point des recherches spéciales; c'est évidemment un fait qui pourrait avoir une importance considérable pour les problèmes de l'électricité atmosphérique; car si les ions négatifs, par exemple, différaient des positifs par leur pouvoir

de condenser l'eau autour d'eux, il pourrait se former un nuage autour des ions d'une espèce, et pas autour des autres. Les ions du nuage tomberaient sous l'action de la pesanteur et il se produirait une séparation des ions positifs et négatifs et un champ électrique, le travail nécessaire à la création de ce champ étant fourni par la pesanteur.

L'appareil (*fig.* 1) est également celui de M. Wilson, à peu de chose près [1]. On réalise la détente en tirant brusquement sur une tige M, terminée par un

Fig. 1.



bouchon de caoutchouc, ce qui démasque l'ouverture du tube H relié au récipient vide F; le piston P est exactement guidé par le tube C, et sa base plonge dans l'eau au lieu de plonger dans le mercure. R, S, C sont les pièces d'appareil destinées à régler la détente.

Π représentant la pression barométrique et π la pression maximum de la vapeur d'eau à la température de l'expérience, la pression de l'air avant la détente est

$$P_1 = \Pi - \pi.$$

La pression de l'air après la détente, quand la température a repris

(1) *Voyez* ce Volume.

sa valeur initiale, est

$$P_2 = P_1 - p,$$

où p est la pression due à la différence de niveau du mercure dans les deux branches du manomètre.

Donc, si v_1 et v_2 désignent les volumes initial et final,

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{\Pi - \pi}{\Pi - \pi - p}.$$

A est le vase dans lequel on mesurait la vitesse de chute du brouillard et la conductivité du gaz. C'est un tube de verre de 36^{mm} de diamètre environ, recouvert d'une plaque d'aluminium; un morceau de papier buvard humide est placé contre la face inférieure de la plaque et le courant électrique passe du papier buvard à la surface horizontale de l'eau dans ce récipient. Le papier buvard a pour fonction d'empêcher l'ionisation anormale qui se produit près de la surface d'un métal frappé normalement par des rayons Röntgen. M. Langevin a montré que cette ionisation est pratiquement nulle quand les surfaces sont humides.

La bobine et le tube focus produisant les rayons étaient placés dans une grande caisse en fer D soutenue par des supports; un trou percé dans le fond de la caisse était fermé par une fenêtre d'aluminium. Le récipient A était placé au-dessous de cette fenêtre et l'ampoule productrice des rayons à quelque distance derrière elle, de sorte que le faisceau de rayons qui sortait de la caisse n'était pas très divergent. On réduisait l'intensité des rayons au degré voulu en interposant des feuilles de papier d'étain ou d'aluminium en nombre convenable entre l'ampoule et le récipient. La caisse D et la plaque d'aluminium qui fermait A étaient reliées au sol et à l'une des paires de quadrants d'un électromètre. L'autre paire était reliée à la surface de l'eau, qui était chargée par l'un des pôles d'une pile formée généralement de deux éléments Leclanché dont l'autre pôle était à la terre. Après avoir chargé la surface on l'isolait et l'on vérifiait l'isolement de l'appareil en observant s'il n'y avait pas de fuite quand les rayons ne passaient pas : si l'isolement était reconnu bon, on faisait passer les rayons, et la charge commençait à fuir; en mesurant la vitesse de fuite on pouvait déterminer la quantité d'électricité qui traversait en 1 seconde le gaz exposé aux rayons, à condition de connaître la capacité du système. La capacité réelle du système formé par le récipient qui se décharge, les fils de connexion et les

quadrants de l'électromètre, dépend dans une large mesure de la charge de ce dernier et croît si rapidement avec elle, que la vitesse de déplacement de l'image lumineuse réfléchie n'augmente plus que très lentement quand la charge de l'électromètre a dépassé une certaine valeur. Le calcul suivant en donne la raison.

Soient Q_1 la charge du système formé par l'une des paires de quadrants et l'appareil qui lui est relié, V_1 le potentiel de cette paire de quadrants, V_2 celui de la seconde et V_3 celui de l'aiguille; on a

$$Q_1 = q_{11} V_1 + q_{12} V_2 + q_{13} V_3,$$

où q_{11}, q_{12}, q_{13} sont les coefficients de capacité. Soit θ l'azimut de l'aiguille; quand les deux paires de quadrants et l'aiguille ont le même potentiel, Q_1 ne dépend pas de θ si les quadrants sont symétriques par rapport à l'axe de l'aiguille. On a donc

$$\frac{dq_{11}}{d\theta} + \frac{dq_{12}}{d\theta} + \frac{dq_{13}}{d\theta} = 0.$$

Si l'aiguille est d'abord placée symétriquement par rapport aux quadrants, on a approximativement

$$\frac{dq_{12}}{d\theta} = 0$$

quand θ est petit.

Si donc $\mathfrak{q}_{11}$, $\mathfrak{q}_{13}$ désignent les valeurs de q_{11}, q_{13} quand $\theta = 0$, on a approximativement, en posant $\beta = \frac{dq_{13}}{d\theta}$,

$$q_{11} = \mathfrak{q}_{11} - \beta\theta; \qquad q_{13} = \mathfrak{q}_{13} + \beta\theta,$$

et

$$Q_1 = \mathfrak{q}_{11} V_1 + \mathfrak{q}_{12} V_2 + \mathfrak{q}_{13} V_3 + \beta\theta(V_3 - V_1).$$

Si $V_2 = 0$ on a, puisque la déviation de l'aiguille est à peu près proportionnelle au produit de la différence de potentiel entre les quadrants par le potentiel de l'aiguille,

$$\theta = k V_1 V_3,$$

d'où

$$Q_1 = \mathfrak{q}_{11} V_1 + \mathfrak{q}_{13} V_3 + k\beta V_1 V_3^2 - k\beta V_1^2 V_3;$$

le quatrième terme du second membre est petit vis-à-vis du troisième; on a donc

$$\frac{dQ_1}{dV_1} = q_{11} + k\beta V_3^2.$$

La capacité effective est donc

$$q_{11} + k\beta V_3^2.$$

On mesurait la capacité effective en reliant aux quadrants un condensateur à plateaux parallèles et observant, pendant que le système était isolé, le changement amené dans la déviation par une augmentation connue de la distance des plateaux. Soient C et C′ les valeurs de la capacité du condensateur dans la première et la seconde position, V_1 et V'_1 les potentiels correspondants, on a

$$\begin{aligned} Q_1 &= (q_{11} + C)V_1 + q_{13}V_3 + \beta k V_1 V_3^2 \\ &= (q_{11} + C')V'_1 + q_{13}V_3 + \beta k V'_1 V_3^2; \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{V_1}{V'_1} = \frac{q_{11} + \beta k V_3^2 + C'}{q_{11} + \beta k V_3^2 + C}.$$

V_1 et V'_1 sont proportionnels à la déviation dans les deux cas, C et C′ connus; l'équation permet donc de calculer $q_{11} + \beta k V_3^2$, capacité effective du système.

Si, pendant l'action des rayons, le mouvement de l'index lumineux indique une variation de potentiel de V volts par seconde, la quantité d'électricité qui traverse pendant ce temps la section droite du récipient exposé aux rayons est CV. Mais, si n est le nombre des ions, positifs et négatifs, par centimètre cube de gaz, u_0 leur vitesse moyenne pour un champ de 1 volt par centimètre, A la surface des plaques, E l'intensité du champ, cette quantité d'électricité est égale à neu_0EA, et l'on a

$$CV = neu_0A;$$

de sorte que, si l'on connaît n et u_0, on peut tirer de cette équation la valeur de e.

Les expériences étaient faites de la manière suivante :

On reliait la plaque d'aluminium et la surface de l'eau aux pôles de deux éléments Leclanché, et l'on mesurait la vitesse de chute r_1 des gouttes produites par la détente en l'absence des rayons; on faisait passer les rayons, et l'on mesurait la vitesse de chute r_2 du brouillard produit par la détente; on supprimait les rayons, on faisait une troisième détente, et l'on mesurait la vitesse de chute r_3 du brouillard; si r_3 était inférieur à r_1 d'une quantité appréciable, on en concluait que les ions produits par les rayons étaient trop nombreux pour avoir été captés par une seule détente, et l'on diminuait l'intensité des rayons en interposant une feuille d'aluminium entre l'ampoule et le

récipient; on recommençait les opérations jusqu'à ce que r_3 fût égal à r_1, et l'on admettait alors que tous les ions étaient captés par le brouillard dû à la détente. On déduisait la grosseur des gouttes de leur vitesse de chute d'après la formule

$$v = \frac{2}{9}\frac{ga^2}{\mu}.$$

Si q est la masse d'eau déposée par centimètre cube de gaz, on a

$$q = n\frac{4}{3}\pi a^3.$$

La méthode employée pour déterminer q est celle qu'a donnée Wilson (*loc. cit.*, p. 299). On a

$$Lq = CM(t - t_2),$$

où L désigne la chaleur latente d'évaporation de l'eau, C la chaleur spécifique du gaz à volume constant, M la masse spécifique du gaz, t_2 la plus basse température atteinte pendant la détente, t la température au moment où les gouttes sont complètement formées.

Puisque

$$q = \rho_1 - \rho,$$

où ρ_1 est la densité de la vapeur d'eau avant que la condensation commence et ρ la densité à la température t, on a

$$\rho = \rho_1 - \frac{CM}{L}(t - t_2).$$

ρ étant une fonction de t, cette équation nous permet de calculer t. Si x est le rapport du volume final au volume initial et t_0 la température avant la détente, on a, en prenant comme pression initiale 760^{mm},

$$M = \frac{0,00129}{x}\frac{273}{273 + t_0}.$$

De plus,

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{x},$$

où ρ_0 est la densité de la vapeur d'eau à la température t_0.

Le refroidissement dû à la détente est déterminé par l'équation

$$\log\frac{273 + t_0}{273 + t_2} = 0,41 \log x,$$

$$C = 0,167; \qquad L = 606.$$

Donc

$$\rho = \frac{\rho_0}{x} - \frac{0,167}{606} \times \frac{0,00129}{x} \times \frac{273}{273 + t_0}(t - t_2).$$

Appliquons ces équations à un cas particulier. Dans une des expériences, on avait $t_0 = 16^\circ$ C., et

$$x = \frac{760 - 13,5}{760 - 13,5 - 197} = 1,36,$$

$$\log \frac{273 + 16}{273 + t_2} = 0,41 \log 1,36,$$

$$= \log 1,134,$$

$$273 + t_2 = 254,8.$$

$$t_2 = -18,2,$$

$$\rho_0 = 0,0000134,$$

$$\frac{\rho_0}{1,36} = 98,4 \times 10^{-7},$$

et

$$\frac{0,167 \times 0,00129 \times 273}{606 \times 1,36 \times 289} = 2,46 \times 10^{-7};$$

d'où

$$\rho = 98,4 \times 10^{-7} - 2,46 \times 10^{-7}(t + 182).$$

Si nous posons $t = 1,2$, nous tirons de cette équation

$$\rho = 50,7 \times 10^{-7},$$

qui est très sensiblement la valeur de ρ à $1^\circ,2$ C.; nous en déduisons que $t = 1,2$, et que la quantité d'eau q déposée par unité de volume du gaz détendu est $47,7 \times 10^{-7}$ grammes.

On a trouvé que, pendant l'action des rayons, la vitesse des gouttes était 0,14 cm : sec, et sans les rayons 0,41 cm : sec.

Relation entre la vitesse et la grandeur de la goutte. — La vitesse de chute v d'une goutte d'eau de rayon a dans un gaz dont le coefficient de viscosité est μ, est donnée, en négligeant la densité du gaz devant celle de la goutte, par la formule [1]

$$\frac{4}{3}\pi g a^3 = 6\pi\mu a V \frac{1 + 4\frac{\mu}{\beta a} + 6\left(\frac{\mu}{\beta a}\right)^2}{\left(1 + \frac{3\mu}{\beta a}\right)^2}$$

[1] *Voir* LAMB, *Hydrodynamics*, p. 230.

où β est le coefficient de glissement. S'il n'y a pas de glissement entre le gaz et la sphère, β est infini et l'on a

$$V = \frac{2}{9}\frac{ga^2}{\mu}; \tag{1}$$

tandis que, si $\frac{\mu}{\beta a}$ est grand, on a

$$V = \frac{1}{3}\frac{ga^2}{\mu}.$$

Puisque a figure en dénominateur dans les termes qui contiennent $\frac{1}{\beta}$, l'influence du glissement sur le mouvement de sphères très petites, comme celles que nous considérons, sera beaucoup plus grande qu'avec les sphères de la dimension de celles que l'on emploie comme boules de pendules, pour lesquelles on a montré que l'influence du glissement est trop faible pour être aperçue. On ne peut donc pas négliger de prime abord, dans notre cas, les termes en $\frac{1}{\beta a}$. La théorie cinétique des gaz éclaire un peu la question, car, d'après cette théorie [1], $\frac{\mu}{\beta}$ est de l'ordre du libre parcours moyen d'une molécule, c'est-à-dire pour l'air à la pression atmosphérique de l'ordre de 10^{-5} centimètres; donc, si a est grand en comparaison du libre parcours moyen, on peut admettre que la relation entre la vitesse et la grandeur des gouttes est donnée par l'équation (1).

Si l'on y fait $v = 0,14$, $g = 981$, $\mu = 1,8 \times 10^{-4}$, on a

$$\begin{aligned} a^2 &= 11,5 \times 10^{-8}, \\ a &= 3,39 \times 10^{-4}, \\ \frac{4}{3}\pi a^3 &= 1,63 \times 10^{-10}. \end{aligned}$$

Comme le rayon de la goutte est considérable en comparaison du libre parcours moyen dans l'air à la pression atmosphérique, on peut avec quelque confiance accepter cette équation (1) comme vraie pour des gouttes de cette grandeur.

On en tire

$$n = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi a^3} = 2,94 \times 10^4.$$

C'est le nombre des ions contenus dans 1^{cm^3} du gaz détendu; leur

---

[1] *Voy.* MAXWELL, *Stresses in rarefied gases* (Œuvres complètes, vol. II, p. 709).

nombre dans 1^{cm^3} de gaz avant la détente était

$$2,94 \times 1,36 \times 10^4 = 4 \times 10^4.$$

Considérons maintenant la partie électrique de l'expérience. L'électromètre a donné une déviation de 90 divisions de l'échelle pour deux éléments Leclanché, la capacité du système formé par le récipient contenant le gaz exposé aux rayons, les fils de connexion et les quadrants étant de 38 U. E. S. Le diamètre des électrodes circulaires entre lesquelles se produisait le courant était $3^{cm},6$, leur distance 2^{cm}. En présence des rayons, et pour la différence de potentiel entre électrodes fournie par les deux Leclanché, la déperdition déplaçait l'index de 9 divisions par minute; si donc E désigne la force électromotrice d'un Leclanché, la quantité d'électricité traversant en une seconde la section droite du tube à décharges est

$$\frac{2E}{10 \times 60} \times 38 = \frac{38}{300} E.$$

Mais ceci est égal à $A n e u_0 E'$, où A, aire des électrodes, est $\pi \times (1,8)^2$; n, nombre des ions par centimètre cube, 4×10^4; e est la charge d'un ion; u_0 la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs pour un champ de 1 volt par centimètre, que M. Rutherford a trouvée égale à $1,6 \times 3 \times 10^2$; E', le champ, que nous supposons uniforme, est égal à E dans notre cas. Substituant ces valeurs, on a, pour déterminer la charge e d'un ion, l'équation

$$\frac{38}{300} E = \pi (1,8)^2 \times 4 \times 10^4 \times e \times 4,8 \times 10^2 \times E,$$

d'où

$$e = 6,3 \times 10^{-10}.$$

Dans le calcul précédent, nous avons supposé que les noyaux producteurs du nuage sont ceux qui déterminent la conductibilité; il se condense cependant un léger brouillard même en l'absence des rayons; si nous admettons que les noyaux qui le produisent sont encore actifs en présence des rayons, il s'ensuit que l'évaluation précédente du nombre des ions qui propagent le courant est trop élevée de la quantité correspondant aux noyaux présents dans le gaz quand les rayons ne le traversaient pas. Comme en l'absence des rayons le brouillard tombait trois fois plus vite qu'en leur présence, le nombre des noyaux dans le second cas est au nombre des noyaux dans le premier comme 1 est à $3^{\frac{3}{2}}$, ou 5,2; donc $\frac{1}{5,2}$ des noyaux ne prennent pas part à la pro-

pagation du courant, de sorte que pour avoir la charge des ions il faut augmenter la valeur trouvée dans le rapport de $1 + \frac{1}{5,2}$ à 1, ce qui donne

$$e = 7,4 \times 10^{-10}.$$

Le Tableau suivant donne les résultats d'autres expériences relatives à l'air :

Détente.	Température.	Courant à travers le gaz.	Vitesse de chute du nuage.	e sans la correction relative aux noyaux existant avant le passage des rayons.	e corrigé.
1,36	16	0,243 E	0,09	$6,7 \times 10^{-10}$	7,6
1,36	16	0,133 E	0,147	6,4	7,2
1,38	16	0,143 E	0,156	7,3	8,4
1,36	16	0,196 E	0,104	6,3	7,4
1,36	16	0,115 E	0,125	5,0	6,0

La moyenne de ces valeurs et de la précédente est

$$e = 7,3 \times 10^{-10} \quad \text{U. E. S.}$$

Il fallait faire une autre correction pour tenir compte de la conductibilité donnée aux parois du vase par la couche d'humidité adhérente. Bien que ces parois fussent isolées de la plaque d'aluminium placée à la partie supérieure et qu'il n'y eût pas de fuite quand les rayons ne passaient pas, la conductibilité du verre obligeait une partie du courant à cheminer le long des parois quand les rayons agissaient, tandis qu'on a supposé dans le calcul que ce courant passait tout entier à travers l'air.

Pour évaluer la correction, on construisit deux récipients de même forme et de même grandeur, dont l'un était exactement semblable à celui qui a été décrit plus haut, tandis que les parois de l'autre étaient vernies à la gomme laque, et que l'eau y était remplacée par une feuille d'aluminium de même surface, placée à la même distance de la feuille supérieure. Les couvercles d'aluminium des deux vases étaient découpés dans la même feuille de métal. Quand ils étaient exposés aux rayons Röntgen, le courant du récipient contenant de l'eau était au courant de l'autre comme 9 est à 8. Le courant passant directement entre les électrodes était donc les $\frac{8}{9}$ du courant observé. Cette correction donne, pour valeur moyenne de e,

$$\frac{8}{9} \times 7,3 \times 10^{-10} = 6,5 \times 10^{-10}.$$

On a fait avec l'hydrogène une série d'expériences analogues. Le nombre des ions était moins grand dans ce gaz que dans l'air, et la viscosité plus faible donnait aux gouttes une vitesse bien plus grande; en l'absence des rayons elles tombaient si vite (en une seconde ou deux seulement), qu'on ne pouvait déterminer exactement la vitesse; il n'était même pas certain qu'elles eussent acquis un état stable. La vitesse de l'ion d'hydrogène à travers l'hydrogène, sous un champ égal à l'unité, est prise égale à 3 fois celle de l'air, et le coefficient de viscosité égal à $9,3 \times 10^{-5}$.

Le Tableau suivant donne les résultats des expériences :

Détente.	Température.	Courant à travers le gaz.	Vitesse de chute du brouillard.	e (sans la correction pour les noyaux existant en l'absence des rayons).
			cm : sec	
1,36	16	0,21	0,415	$6,3 \times 10^{-10}$
1,38	16	0,127	0,5	5,5
1,37	17	0,083	0,83	6,9
1,35	17	0,19	0,5	8,0
			Moyenne.....	$6,7 \times 10^{-10}$

Les expériences paraissant prouver que la charge de l'ion est la même dans l'hydrogène et dans l'air, la valeur de e n'a pas été corrigée de l'influence des noyaux préexistant au passage des rayons comme elle l'a été pour l'air. Ce résultat est évidemment d'une grande importance pour la théorie de l'ionisation des gaz par les rayons Röntgen.

Dans la détermination des nombres qui précèdent on a fait des hypothèses qui auraient pour résultat, si elles étaient incorrectes, de fausser la valeur de e. Par exemple, nous avons supposé uniforme le champ entre les plaques. Le professeur Zeleny a montré que ce n'est pas strictement vrai [1]; la chute de potentiel près des électrodes est supérieure à la valeur moyenne, tandis que dans la masse du gaz elle lui est inférieure. Le gradient de potentiel dans le gaz est donc moindre que le quotient de la différence de potentiel par la distance des plaques, valeur que nous lui avons attribuée dans les calculs. Pour les rayons très affaiblis employés dans ces expériences, la différence entre la valeur exacte et la valeur admise est si faible

[1] *Philos. Mag.*, juillet 1898; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 120. (*Voir* aussi ce Recueil.)

qu'il n'a pas paru nécessaire dans les expériences définitives de calculer une correction, d'autant plus que les variations de la bobine, etc. amenaient des perturbations beaucoup plus graves. Nous avons supposé de plus que le brouillard entraîne tous les ions dans sa chute ; s'il en restait, la valeur obtenue pour la charge serait supérieure à la valeur réelle. Celle que nous avons trouvée pour la charge de l'ion produit par les rayons Röntgen est supérieure à celle que l'on attribue ordinairement à l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse. Il ne semble pas cependant qu'il y ait de raison valable de rejeter la valeur élevée que nous avons trouvée. On déduit des lois de l'électrolyse, en désignant par e la charge de l'ion en unités électrostatiques, et par N le nombre de molécules par centimètre cube à la température et à la pression normales (*voir* Richarz, *Bonn Sitzungsberichten*, 1891, p. 23),

$$Ne = 119 \times 10^{3};$$

si l'on fait $e = 6{,}5 \times 10^{-10}$, il vient

$$N = 20 \times 10^{18};$$

tandis que N déduit des expériences sur la viscosité de l'air est égal à 21×10^{18}. Bien que les mesures des coefficients de viscosité des autres gaz donnent en général pour N des valeurs plus fortes, l'accord entre la valeur déduite de nos expériences et celle que la théorie cinétique des gaz tire des expériences de viscosité suffit à montrer que cette théorie est compatible avec la valeur que nous avons trouvée pour e, et qui est la même, ou tout au moins du même ordre de grandeur que la charge transportée par l'ion d'hydrogène dans l'électrolyse.

Il est intéressant de remarquer, à propos de ce résultat, que le professeur H.-A. Lorentz [1] a montré que la charge des ions dont le mouvement produit les raies spectrales qui sont affectées par le phénomène de Zeemann est du même ordre de grandeur que la charge de l'ion d'hydrogène dans l'électrolyse.

---

[1] *Koninkligke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam*, 6 avril 1898.

THÉORIE DE LA RELATION ENTRE LES RAYONS CATHODIQUES ET LES RAYONS RÖNTGEN,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. XLV, 1898, p. 172.

Une particule électrisée en mouvement est entourée d'un champ magnétique, dont les lignes de force sont des cercles qui ont pour axe la trajectoire de la particule. Si la particule est brusquement arrêtée, par suite de l'induction électromagnétique, la variation du champ magnétique ne sera pas instantanée ; l'induction donne naissance à un champ magnétique qui, pour un instant, compense celui qui est détruit par l'arrêt de la particule. Le nouveau champ, ainsi introduit, n'est cependant pas en équilibre, mais il s'éloigne à travers le diélectrique comme une pulsation électrique. Dans cette Note, nous allons calculer le champ magnétique et le champ électrique transportés par cette pulsation en un point du diélectrique.

La distribution des champs magnétique et électrique autour de la particule en mouvement, dépend surtout de la vitesse de la particule. Si sa vitesse est assez petite pour que l'on puisse négliger le carré de son rapport à la vitesse de la lumière, le champ électrique est distribué symétriquement autour de la particule et, à une distance r de celle-ci, il est égal à $\frac{e}{r^2}$, e étant la charge de la particule; les lignes de force magnétique sont des cercles qui ont pour axe la trajectoire de la particule; l'intensité du champ magnétique en un point P est $\frac{we\sin\theta}{r^2}$, w étant la vitesse de la particule et θ l'angle que fait le rayon joignant la particule à P avec la direction du mouvement.

Cependant, lorsque la vitesse de la particule est trop grande pour que nous puissions négliger le carré de son rapport à la vitesse de la

lumière, la distribution du champ électrique n'est plus uniforme; le champ électrique, ainsi que le champ magnétique, tend à se concentrer dans le plan équatorial, c'est-à-dire le plan passant par le centre de la particule et normal à la direction de son mouvement; cette tendance croît avec la vitesse de la particule jusqu'à ce que, lorsqu'elle est égale à la vitesse de la lumière, les champs magnétique et électrique s'annulent en tout point non situé dans le plan équatorial et, dans ce plan, deviennent infinis.

Les pulsations émises par l'arrêt de la particule chargée sont, comme on pouvait s'y attendre, différentes quand le rapport de la vitesse de la particule à celle de la lumière est petit ou quand il est voisin de l'unité. Mais, même quand la vitesse est faible, la pulsation émise par l'arrêt de la particule transporte en un point extérieur une perturbation dans laquelle le champ magnétique est énormément plus grand qu'il ne l'était au même point avant que la particule soit arrêtée. Le temps que met la pulsation pour passer en un point P est, si la particule chargée est sphérique, égal au temps que met la lumière pour parcourir une distance égale au diamètre de cette sphère; l'épaisseur de cette pulsation est excessivement petite par rapport à la longueur d'onde de la lumière visible. Quand la vitesse de la particule approche de celle de la lumière, deux pulsations sont émises au moment où elle est arrêtée. L'une de ces pulsations est plane et son épaisseur est égale au diamètre de la particule chargée : cette onde se propage dans la direction du mouvement que possédait la particule; il n'y a aucune onde se propageant en arrière; l'autre est une pulsation sphérique s'étendant dans toutes les directions, dont l'épaisseur est encore égale au diamètre de la particule chargée, et très petite par rapport à la longueur d'onde de la lumière ordinaire, si cette particule est de dimensions moléculaires ou plus petite. La théorie que je désire mettre en avant est que les rayons Röntgen sont constitués par ces minces pulsations de perturbation électrique et magnétique qui sont émises au moment de l'arrêt des petites particules chargées négativement qui constituent les rayons cathodiques.

Nous allons maintenant calculer la perturbation magnétique qui se propage à travers les diélectriques quand une particule chargée se trouve brusquement arrêtée.

Les composantes du champ magnétique et du champ électrique satisfont à l'équation de Poisson

$$\frac{d^2\Phi}{dt^2} = V^2\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{d^2\Phi}{dy^2} + \frac{d^2\Phi}{dz^2}\right),$$

dont la solution est, comme l'a montré Poisson,

$$\Phi = \frac{d}{dt}(t\omega_1) + t\omega_2,$$

Φ étant la valeur que prend la fonction au point P et au temps t; ω_1 la valeur moyenne de Φ, quand $t = 0$, sur la surface d'une sphère de centre P et de rayon Vt; ω_2 la valeur moyenne de $\frac{d\Phi}{dt}$, quand $t = 0$, sur la surface de la même sphère.

Soit $t = 0$ le moment où la particule est brusquement amenée au repos. Prenons le centre de la particule amenée au repos comme origine des coordonnées et la trajectoire de son centre comme axe des z.

Les trois composantes α, β, γ du champ magnétique au moment où la particule est arrêtée sont alors, pour tous les points extérieurs à la particule, données par les équations [1]

$$(1)\quad \begin{cases} \alpha = -\dfrac{eWw}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \dfrac{y}{\left(x^2 + y^2 + \dfrac{V^2}{V^2 - w^2} z^2\right)^{\frac{3}{2}}}, & \dfrac{d\alpha}{dt} = -w\dfrac{d\alpha}{dz}, \\ \beta = \dfrac{eVw}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \dfrac{x}{\left(x^2 + y^2 + \dfrac{V^2}{V^2 - w^2} z^2\right)^{\frac{3}{2}}}, & \dfrac{d\beta}{dt} = -w\dfrac{d\beta}{dz}, \\ \gamma = 0. \end{cases}$$

Pour tous les points intérieurs à la particule que nous pouvons considérer comme une sphère de rayon a,

$$\alpha = \beta = \gamma = 0.$$

Dans ces équations, V est la vitesse de la lumière dans le diélectrique, w la vitesse que possédait la sphère chargée avant son arrêt, e la charge de la sphère. Pour obtenir les valeurs de α, β, γ, un temps quelconque après l'arrêt de la particule, nous avons à intégrer par la méthode de Poisson les valeurs données précisément sur la surface de certaines sphères; dans le cas général, cette intégration conduit à des intégrales elliptiques compliquées. Nous pouvons nous faire une idée plus claire sur la nature physique de la perturbation si nous considérons deux cas particuliers : 1° quand nous pouvons négliger le carré et les puissances plus élevées de $\frac{w}{V}$, et 2° quand $\frac{w}{V}$ est très voisin de l'unité.

---

[1] HEASWIDE, *Phil. Mag.*, avril 1899. — J.-J. THOMSON, *Recent researches*, p. 19.

[illegible]

[illegible]

[illegible]

α_1, β_1 étant les valeurs données par les équations (2) que l'on peut maintenant supposer être vraies de $t = 0$ à $t = \frac{r}{V}$, et s'annuler toutes les deux quand $t > \frac{r}{V}$, α_2, β_2 étant le champ magnétique provenant de la perturbation donnée initialement par (3). Cette perturbation commencera à se faire sentir au point P au bout d'un temps $\frac{OP - a}{V}$ et cessera à l'instant $\frac{OP + a}{V}$, O étant le centre de la sphère chargée. Ainsi, l'épaisseur de la pulsation due à cette distribution est égale au diamètre de la sphère.

Nous pouvons facilement montrer que

$$\int w \frac{ex}{r^3} dS$$

prise sur la portion d'une sphère de centre P et de rayon Vt qui est à l'intérieur de la sphère de rayon a est égale à

$$\frac{2\pi we.V^2t^2}{OP^2}\left(1 - \frac{OP^2 - a^2 - V^2t^2}{2Vt.a}\right)\frac{x}{OP},$$

x étant la coordonnée du point P.

Donc, ω_1, valeur moyenne de $\frac{wex}{r^3}$, est égal à

$$\frac{ew}{2OP^2}\left(1 - \frac{OP^2 - a^2 - V^2t^2}{2Vt.a}\right)\frac{x}{OP}.$$

Alors,

$$\frac{d}{dt}(t\omega_1) = \frac{1}{2}\frac{ew}{OP^2}\left(1 + \frac{Vt}{a}\right)\frac{x}{OP}.$$

D'où

$$\beta_2 = -\frac{1}{2}\frac{ew}{OP^2}\left(1 + \frac{Vt}{a}\right)\frac{x}{OP},$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2}\frac{ew}{OP^2}\left(1 + \frac{Vt}{a}\right)\frac{y}{OP}$$

de $t = \frac{r - a}{V}$ à $t = \frac{r + a}{V}$. Si la sphère est petite, $\frac{Vt}{a}$ est grand par rapport à l'unité et Vt est approximativement égal à OP; d'où

$$\alpha_2 = \frac{1}{2}\frac{e}{a}\frac{yw}{OP^2},$$

$$\beta_2 = -\frac{1}{2}\frac{e}{a}\frac{xw}{OP^2};$$

α_2 et β_2 sont, quand a est très petit, très grands par rapport à α_1 et à β_1.

Nous avons maintenant la solution complète du problème et nous voyons que, après l'arrêt de la sphère, le champ magnétique reste le même en P, jusqu'à l'instant $t = \frac{r-a}{V}$ où une pulsation très mince de champ magnétique intense y arrive, champ dont l'intensité est $\frac{ew \sin\theta}{2a\,OP}$, θ étant l'angle que fait OP avec l'axe des z; le champ magnétique primitivement en P était de direction opposée et égal à $\frac{ew \sin\theta}{OP^2}$. Cette pulsation très intense ne dure qu'un temps très court; et l'idée que je veux avancer est que cette pulsation constitue une sorte de radiation Röntgen. La raison en sera donnée lorsque nous aurons considéré le cas d'une sphère se mouvant avec la vitesse de la lumière. Nous pouvons cependant indiquer que, puisque l'état représenté par $\alpha_1 \beta_1$ dure un temps $\frac{r}{V}$, alors que l'état $\alpha_2 \beta_2$ dure seulement un temps $\frac{2a}{V}$,

$$\int \alpha\, dt = \int \beta\, dt = 0.$$

Ce doit être évidemment le cas pour l'intégrale curviligne du champ magnétique le long d'un circuit qui est égal à 4π fois le courant à travers le circuit; dans le cas présent, les courants sont des courants diélectriques et sont égaux au taux d'accroissement du déplacement électrique à travers le circuit, de sorte que l'intégrale par rapport au temps de l'intégrale curviligne est égale à la variation du déplacement; mais, quand nous négligeons $\frac{w^2}{V^2}$, la distribution du déplacement est la même quand la sphère est en mouvement que lorsqu'elle est au repos à l'état permanent : alors l'intégrale par rapport au temps doit s'annuler.

Considérons maintenant le cas où la vitesse des particules est voisine de celle de la lumière. Dans le cas limite où $w = V$, nous voyons, d'après les expressions données, que α et β s'annulent, sauf pour $z = 0$, valeur pour laquelle ils deviennent infinis; dans ce cas, le champ magnétique primitif est ramassé dans un plan passant par le centre de la sphère et normal à la direction de son mouvement. Quand w est presque, mais pas tout à fait, égal à V, la perturbation est pratiquement renfermée entre deux cônes dont les demi-angles verticaux sont $\frac{\pi}{2} - \delta$ et $\frac{\pi}{2} + \delta$, δ étant un petit angle. Pour simplifier l'analyse et conserver cependant les caractères essentiels de ce

cas, nous supposerons que la perturbation initiale, au lieu d'être ramassée entre ces deux cônes, est ramassée entre les plans $z = +d$ et $z = -d$, d étant une quantité petite, et que les champs magnétique et électrique sont parallèles aux plans, les lignes de force électrique étant radiales et à angle droit de l'axe des z, et les lignes de force magnétique des cercles dont le centre est sur l'axe des z. Soit E le champ électrique en un point situé à la distance ρ de l'axe; le flux d'induction total à travers la surface d'un cylindre passant par ce point et ayant pour axe l'axe des z est alors égal à

$$E \times 2\pi\rho \times 2d;$$

il doit être égal à $4\pi e$, d'où

$$E = \frac{e}{d\rho}.$$

Donc, si α et β sont les composantes du champ magnétique au moment de l'arrêt de la particule,

$$\alpha = \frac{Vey}{d\rho^2},$$

$$\beta = \frac{Vex}{d\rho^2},$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = -V\frac{d\alpha}{dz}, \qquad \frac{d\beta}{dt} = -V\frac{d\beta}{dz};$$

$\frac{d\alpha}{dt}$ et $\frac{d\beta}{dt}$ sont nuls tous les deux, sauf quand $z = \pm d$, valeurs pour lesquelles ils sont infinis.

Ces équations donnent l'état initial du champ autour de la particule chargée; à l'intérieur de cette particule, que nous considérerons comme une sphère de rayon d, nous supposerons que les champs électrique et magnétique s'annulent tous les deux.

Ainsi, la distribution primitive du champ est ramassée entre deux plans parallèles et, de cet espace, nous devons exclure ce qui est à l'intérieur de la sphère puisqu'il n'y a pas de champ magnétique.

Voyons maintenant comment cette distribution se propagera dans l'espace. Cherchons ce qui arrivera au point P. Il ne se produira aucun effet en P jusqu'à ce qu'une sphère de rayon Vt et de centre P coupe l'espace compris entre les plans. Ceci n'arrivera pas jusqu'à ce que $t = \frac{c-d}{V}$, c étant la distance du point P au plan passant par le centre de la sphère et perpendiculaire à la direction du mouvement qu'elle possédait avant l'arrêt. Quand t est plus grand que cette

valeur, la sphère coupera l'espace compris entre les plateaux et, pour appliquer la loi de Poisson, nous avons à trouver la valeur moyenne du champ magnétique sur la surface de cette sphère. Prenons pour plan des xz celui qui passe par P. Soient Q un point de la surface de la sphère, dS un élément de cette surface, Φ l'angle que fait le plan qui passe par Q et l'axe des z avec le plan des xz, ρ la distance du point Q à l'axe des z, et θ l'angle compris entre ρ et la normale à la sphère en Q; l'élément de surface compris entre z et $z + dz$, Φ et $\Phi + d\Phi$,

$$dS = \rho \frac{d\Phi\, dz}{\cos\theta}.$$

Initialement

$$\beta = \frac{eV\cos\Phi}{\rho\, d},$$

de sorte que

$$\beta\, dS = \frac{eV}{d}\frac{\cos\Phi}{\cos\theta}\, d\Phi\, dz.$$

Maintenant, si l'on appelle a le rayon VT de la sphère, et si x, coordonnée de P, est b, nous pouvons aisément montrer que

$$\cos\theta = \frac{1}{a}\sqrt{a^2 - (z-c)^2 - b^2\sin^2\Phi};$$

donc

$$\beta\, dS = \frac{eaV}{d}\frac{\cos\Phi\, d\Phi\, dz}{\sqrt{a^2 - (z-c)^2 - b^2\sin^2\Phi}}.$$

Les limites de Φ sont

$$\pm\sin^{-1}\frac{\sqrt{a^2-(z-c)^2}}{b} = \pm\sin^{-1}\mathfrak{I}.$$

Pour trouver la valeur moyenne de β sur la sphère, nous devons doubler cette valeur, car à chaque valeur de Φ et de z correspondent deux éléments de la surface de la sphère qui sont compris de la même façon dans l'intégrale; d'où

$$\int \beta\, dS = 4e\frac{aV}{d}\int\int_0^{\sin^{-1}\mathfrak{I}} \frac{\cos\Phi\, d\Phi\, dz}{b\sqrt{\sin^2\mathfrak{I} - \sin^2\Phi}}$$
$$= 2\pi e V \frac{a}{b}\int dz.$$

Pour les limites de z, il faut tenir compte de ce que la sphère ne coupe pas ou coupe complètement l'espace compris entre les deux

plans parallèles. Dans le premier cas, Vt est plus petit que $c - d$ et les limites de z sont $c - Vt$ et d; alors

$$\int \beta\, dS = 2\pi e \frac{Va}{db}(d - c + Vt);$$

dans le dernier cas, Vt est plus grand que $c - d$ et les limites de z sont $-d$ et $+d$; donc, dans ce cas,

$$\int \beta\, dS = 2\pi e \frac{Va}{db} 2d.$$

Donc ω_1, valeur moyenne initiale de β sur la surface de cette sphère, est

$$\frac{1}{2}\frac{eV}{bd}\frac{d - c - Vt}{Vt}$$

dans le premier cas, et

$$e\frac{V}{bVt}$$

dans le second; d'où

$$\frac{d}{dt}(t_1\omega) = \frac{1}{2}\frac{eV}{db} \quad \text{ou} \quad 0,$$

suivant que

$$Vt \lessgtr cd.$$

La valeur de $\frac{d}{dt}(t\omega_1)$ est la même quand le point P est en avant ou en arrière du plan.

Nous pouvons maintenant trouver la valeur de

$$\int \frac{d\beta}{dt} dS = -V \int\int \frac{d\beta}{dz} \frac{\cos\Phi\, d\Phi\, dz}{\cos\theta}.$$

$\frac{d\beta}{dz}$ est nul, sauf à la surface du plan; donc, quand la sphère coupe le plan $z = d$ et ne coupe pas le plan $z = -d$, nous avons

$$\int \frac{d\beta}{dt} dS = V \int (\beta_{z=d}) \frac{\cos\Phi\, d\Phi}{\cos\theta}$$
$$= 2e\frac{V^2 a}{bd}.$$

Quand la sphère coupe les deux plans $z = d$ et $z = -d$,

$$\int \frac{d\beta}{dt} dS = 0.$$

Alors, ω_2, valeur moyenne initiale de $\frac{d\beta}{dt}$ sur la surface de la sphère,

est donnée par l'équation

$$t\omega_2 = \frac{1}{2}\frac{eV}{bd}, \quad \text{quand la sphère coupe } z = d \text{ et ne coupe pas } z = -d,$$

$$t\omega_2 = -\frac{1}{2}\frac{eV}{bd}, \quad \text{quand la sphère coupe } z = -d \text{ et ne coupe pas } z = d,$$

$$t\omega_2 = 0, \quad \text{quand la sphère coupe les deux.}$$

D'où, par la formule de Poisson,

$$\beta = \frac{eV}{bd}, \quad \text{quand la sphère coupe } z = d \text{ et pas } z = -d,$$

$$\beta = 0, \quad \text{quand la sphère coupe } z = -d \text{ et pas } z = d,$$

$$\beta = 0, \quad \text{quand la sphère coupe } z = d \text{ et aussi } z = -d.$$

Ainsi, la distribution du champ magnétique entre les plans $z = \pm d$ se propage en avant, sans modification, avec la vitesse V, et il n'y a aucune pulsation correspondante se propageant dans le sens négatif.

En plus de la pulsation plane, il y aura aussi, comme dans le cas précédent, une pulsation sphérique dont l'épaisseur est $2d$; nous pouvons calculer le champ magnétique en un point de cette pulsation comme il suit : soit H le champ magnétique en un point de cette pulsation à la distance b de l'axe des z, l'intégrale curviligne de la force magnétique le long du cercle de rayon b qui a pour axe l'axe des z, est $2\pi b$H; le champ magnétique dure un temps $\frac{2d}{V}$, de sorte que l'intégrale prise par rapport au temps de l'intégrale curviligne est $\frac{4\pi bdH}{V}$.

En un point situé en avant de la particule, l'intégrale par rapport au temps du champ magnétique dû à la pulsation plane le long du même circuit est

$$2\pi b\frac{eV}{bd} \times \frac{2d}{V} = 4\pi e.$$

Donc l'intégrale par rapport au temps de tout le champ magnétique le long de ce circuit est égale à

$$4\pi bH\frac{d}{V} + 4\pi e.$$

Ceci est égal à 4π fois la variation de la polarisation à travers le même circuit : au moment où la particule a été arrêtée, cette polarisation était nulle et, quand le champ a atteint un état permanent, le

champ électrique est distribué uniformément, de sorte que la polarisation à travers ce cercle est

$$\frac{e}{2\pi}(1-\cos\theta),$$

étant l'angle aigu que font OP et l'axe des z, P étant un point de la circonférence du cercle; d'où

$$4\pi b\,\mathrm{H}\frac{d}{\mathrm{V}}+4\pi e=2\pi e(1-\cos\theta),$$

$$\mathrm{H}=-\frac{1}{2}\,\frac{\mathrm{V}e\cot\frac{\theta}{2}}{rd},$$

r étant la distance OP. Le signe moins indiquant que le champ magnétique de la pulsation sphérique est opposé au champ de la pulsation plane.

En un point situé derrière la particule chargée, il n'y a pas de pulsation plane, de sorte que

$$4\pi b\,\mathrm{H}'\frac{d}{\mathrm{V}}=2\pi e(1-\cos\theta'),$$

θ' étant l'angle aigu que fait OP avec l'axe des z; ainsi

$$\mathrm{H}'=-\frac{1}{2}\,\frac{\mathrm{V}e\tang\frac{\theta'}{2}}{rd};$$

d'où, si θ est l'angle que fait OP avec la direction positive de l'axe des z, le champ magnétique en un point quelconque de l'onde sphérique est donné par

$$\mathrm{H}=-\frac{1}{2}\,\frac{\mathrm{V}e\cot\frac{\theta}{2}}{rd}.$$

Ainsi, nous voyons que l'arrêt d'une particule chargée donnera naissance à une pulsation très mince de champs magnétique et électrique intenses; quand la vitesse de la particule sera petite, il y aura une pulsation sphérique; quand la vitesse sera voisine de celle de la lumière, il y aura, en plus de la pulsation sphérique, une pulsation plane se propageant seulement dans la direction du mouvement. Ce sont ces pulsations que je suppose constituer les rayons Röntgen. Comme elles consistent en perturbations électriques et magnétiques, on peut s'attendre à ce qu'elles produisent quelques effets analogues à ceux que produit la lumière. Si elles sont tellement minces que le

temps qu'elles mettent pour passer à travers une molécule d'une substance est petit par rapport à la durée de vibration de la molécule, il n'y aura pas de réfraction et la minceur de la pulsation expliquerait aussi l'absence de diffraction.

Dans l'étude qui précède, nous avons supposé que l'arrêt de la particule est instantané; si le choc dure un temps fini T, la pulsation négative s'éloigne, de sorte que son épaisseur, au lieu d'être $2a$, sera $2a + VT$, V étant la vitesse de la lumière. L'intensité du champ magnétique dans la pulsation variera en raison inverse de l'épaisseur de la pulsation, de sorte que, lorsque la collision dure un temps T, le champ magnétique, dans la pulsation négative, sera la fraction $\frac{2a}{2a + VT}$ du champ donné ci-dessus. Plus brusque sera le choc, plus mince sera la pulsation et plus grand sera le champ magnétique et l'énergie contenue dans cette pulsation; la pulsation possédera cependant les propriétés des rayons Röntgen jusqu'à ce que T soit comparable à l'une des périodes de vibration de la substance à travers laquelle elle a à passer. Dans le cas des rayons cathodiques, toutes les conditions paraissent favorables à un arrêt très brusque, car la masse des particules en mouvement est très petite et leur vitesse excessivement grande. Dans quelques expériences que j'ai décrites dans le *Philosophical Magazine* d'octobre 1897 sur les rayons cathodiques, la vitesse des particules négatives était d'environ un tiers de celle de la lumière, et dans quelques expériences plus récentes sur les rayons Lenard, avec les appareils décrits par Des Coudres, des vitesses considérables ont été trouvées. Une variation dans la durée du choc changera l'épaisseur de la pulsation et changera ainsi la nature des rayons.

Si nous supposons qu'une partie de l'absorption des rayons est due à ce qu'ils communiquent de l'énergie à des ions chargés pendant leur parcours, nous trouvons que, plus la pulsation sera épaisse, plus l'absorption sera grande. Supposons que E soit le champ électrique de la pulsation, m la masse et e la charge d'un ion; si alors u est la vitesse communiquée à l'ion quand la pulsation le rencontre, t le temps mis par la pulsation pour passer au point où il se trouve,

$$mu = Eet,$$

ou, si d est l'épaisseur de la pulsation,

$$mu = Ee\frac{d}{V}.$$

Ainsi, l'énergie $\frac{1}{2}mu^2$ communiquée à l'ion est égale à

$$\frac{1}{2}\frac{E^2 d^2 e^2}{V^2}.$$

D'un autre côté, l'énergie dans la pulsation est proportionnelle à $\frac{E^2 d}{V^2}$, de sorte que le rapport de l'énergie communiquée à l'ion à l'énergie de la pulsation est proportionnel à d. Ainsi, plus large est la pulsation, plus grande sera l'absorption et plus petit sera le pouvoir pénétrant. L'énergie transportée par la pulsation est inversement proportionnelle à son épaisseur.

Si nous reprenons l'expression qui donne l'intensité du champ magnétique dans le cas (1), nous voyons qu'elle est proportionnelle à $\sin\theta$, de sorte que la perturbation est plus grande normalement aux rayons cathodiques : ainsi, si les particules cathodiques sont arrêtées dès le premier choc, les rayons Röntgen seront plus intenses normalement aux rayons cathodiques; si, toutefois, comme cela paraît probable, les particules cathodiques subissent plusieurs chocs avant d'être amenées au repos, en changeant de direction entre chaque choc, la distribution des rayons cathodiques sera plus uniforme. Les expériences sur la distribution des rayons Röntgen produits par le choc direct des particules cathodiques contre les parois du tube à décharge sont, comme Sir George Stokes l'a indiqué, affectées par l'absorption beaucoup plus grande du verre qu'ils traversent. Les expériences sur les rayons produits par les tubes focus donneraient des résultats d'interprétation plus facile.

Le résultat auquel nous avons été conduit en considérant les effets produits par l'arrêt brusque d'une particule électrisée, qui conduit à penser que les effets produits par les rayons Röntgen sont dus à une pulsation très mince de perturbation électromagnétique intense, est en accord avec l'idée émise par Sir George Stokes dans la *Wilde Lecture* (*Proceedings of Manchester literary and philosophical Society*, 1897), que les rayons Röntgen ne sont pas des ondes de très courte longueur d'onde, mais des pulsations.

SUR LA RELATION

ENTRE

LA COMPOSITION CHIMIQUE D'UN GAZ ET L'IONISATION QU'Y DÉTERMINENT LES RAYONS RÖNTGEN,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, t. X, 1898, p. 10 à 14.

Ce Mémoire rend compte des expériences faites en vue de déterminer l'ionisation produite dans un certain nombre de gaz quand ils sont traversés par des rayons Röntgen. La méthode employée pour mesurer l'ionisation est la suivante.

C'est un fait bien connu, que le courant électrique qui traverse un gaz soumis aux rayons Röntgen ne croît pas proportionnellement à la force électromotrice; il tend vers une limite finie au delà de laquelle il n'augmente plus, aussi grande que puisse être la force électromotrice. Ce courant maximum, que nous pouvons appeler *courant de saturation,* est déterminé par la condition que le nombre des ions détruits par le courant en 1 seconde soit égal au nombre des ions produits dans le même temps par les rayons. La valeur du courant de saturation est donc proportionnelle au nombre d'ions produits par les rayons en 1 seconde, de sorte que, pour comparer l'ionisation dans deux gaz, il n'y aura qu'à comparer leurs courants de saturation en les exposant à des rayons de même intensité. La mesure du courant de saturation est relativement facile; la principale difficulté consiste à assurer la même intensité aux rayons qui traversent les deux gaz. La radiation des ampoules utilisées dans ces expériences n'était pas assez constante pour nous autoriser à admettre qu'elle restait inaltérée entre les expériences faites successivement sur différents gaz; il était donc nécessaire de disposer les choses de manière à éliminer autant

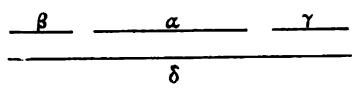
que possible les effets des variations de fonctionnement de l'ampoule.

On y pourvut en exposant simultanément aux rayons deux récipients A et B; B servait d'étalon et contenait toujours de l'air, tandis que A était rempli alternativement d'air et de gaz à examiner. A et B contenaient tous deux des électrodes, et l'on mesurait le courant entre ces électrodes.

A et B étant d'abord tous deux remplis d'air, on faisait alternativement une série de lectures de la déperdition à travers A et B, jusqu'à ce que la constance des résultats montrât que la radiation de l'ampoule était à peu près stationnaire. Ces lectures donnèrent le rapport des courants de saturation dans A et B, remplis tous deux d'air. On remplissait alors A du gaz à examiner, et l'on mesurait de nouveau les courants de saturation dans A et B. Ces déterminations faisaient connaître le rapport du courant de saturation dans A plein de gaz, au courant de saturation dans B plein d'air. Mais la première observation donnait le rapport des courants de saturation en A et en B, tous deux pleins d'*air*. En combinant les résultats on avait le rapport des courants de saturation en A quand il était rempli de gaz et quand il était rempli d'air. Ce rapport est celui de l'ionisation du gaz à l'ionisation de l'air.

Le courant en A et B passait entre deux plaques parallèles munies d'un anneau de garde (*fig.* 1). Elles étaient disposées de manière

Fig. 1.



que la direction des rayons dans le gaz leur fût parallèle. Cet arrangement avait pour but d'éviter les effets secondaires dont Perrin a montré la production lorsque des rayons Röntgen frappent une surface métallique. Le récipient B qui était toujours rempli d'air était laissé ouvert, et les rayons arrivaient directement au gaz compris entre les plaques; l'autre récipient A qui devait recevoir les autres gaz était pourvu d'une fenêtre d'aluminium à travers laquelle pénétraient les rayons. Tous les supports isolants employés pour maintenir les plaques étaient protégés contre les rayons Röntgen par des écrans métalliques; tous les corps solides que frappaient les rayons étaient métalliques, car on avait obtenu, quand cette précaution n'était pas prise, des effets très irréguliers. La bobine et l'ampoule

productrice des rayons étaient dans une grande caisse en fer munie de deux fenêtres d'aluminium en face desquelles étaient disposés les récipients A et B.

Pour mesurer le courant de saturation on reliait la plaque α à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, la seconde paire et les pièces de garde β et γ étaient à la terre; au début de l'expérience les deux paires de quadrants étaient reliées ensemble. La plaque δ était réunie à l'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs dont l'autre extrémité était mise au sol; avec les gaz dont l'ionisation ne dépassait pas beaucoup celle de l'air, il suffisait de 200 éléments donnant une différence de potentiel de 400 volts entre les plaques placées à 1^{cm} de distance, pour produire le courant de saturation; mais avec les gaz tels que Cl^2, H^2S, SO^2, HCl, dans lesquels l'ionisation est beaucoup plus forte que dans l'air, on dut employer 600 éléments pour être sûr d'avoir atteint le courant de saturation.

La communication entre les deux paires de quadrants était alors supprimée; quand les rayons ne passaient pas à travers le gaz et que l'on avait donné tous les soins nécessaires à l'isolement des plaques, l'aiguille de l'électromètre restait au repos; cette fixité servait de contrôle pour l'isolement. Mais, quand les rayons traversaient le gaz, l'aiguille était déviée, car des charges électriques passaient à travers le gaz de la plaque δ à la plaque α; la quantité d'électricité qui passe dans un temps donné (30 secondes dans ces expériences) est proportionnelle au courant de saturation. On fit des expériences en reliant δ au pôle positif de la batterie, puis en renversant les communications; quand le fonctionnement du tube à vide était régulier, les déviations de l'aiguille de part et d'autre de sa position de zéro étaient les mêmes dans les deux cas.

Les tubes utilisés donnaient des rayons *doux*, les tubes à rayons très pénétrants ayant été reconnus comme trop variables pour ces expériences.

Le Tableau suivant donne les résultats; les nombres représentent les courants de saturation dans les divers gaz, le courant de saturation dans l'air étant pris pour unité :

H^2	0,33	C^2Az^2	1,05
Az^2	0,89	C^2H^2	1
O^2	1,1	H^2S	6
CO^2	1,4	SO^2	6,4
CO	0,86	HCl	8,9
AzO	1,08	Cl^2	17,4
Az^2O	1,47	AzH^3	1 ?

Les expériences sur AzH^3 n'ont pas pu être faites avec autant d'exactitude que sur les autres gaz, parce qu'on n'a pu arriver à le dessécher. Bien qu'il passât à travers des tubes de plusieurs pieds de long remplis de chaux, il restait assez humide pour déterminer sur les supports isolants un dépôt qui, en quelques minutes, détruisait l'isolement.

Les nombres donnés ci-dessus montrent qu'à l'exception du cyanogène, le courant de saturation dans les gaz et, par conséquent, leur ionisation suit une loi additive; c'est-à-dire que si $2[A]$, $2[B]$ représentent les ionisations des éléments A^2 et B^2, l'ionisation d'un gaz composé, de formule A^pB^q, sera égale à $p[A] + q[B]$.

Si nous acceptons cette loi comme vraie et si, au moyen des courants de saturation pour H^2, Az^2, O^2, CO^2, SO^2 et Cl^2, nous calculons les constantes d'ionisation pour H^2, Az^2, O^2, C^2, S^2, Cl^2, constantes que nous désignerons par $2[H]$, $2[Az]$, $2[O]$, $2[C]$, $2[S]$, $2[Cl]$, nous trouverons :

[H]	0,165
[Az]	0,445
[O]	0,55
[C]	0,3
[S]	5,3
[Cl]	8,7

et, si nous nous servons de ces nombres pour calculer l'ionisation dans les autres gaz, nous trouvons :

Gaz.	Ionisation observée.	Coefficient calculé.
CO	0,86	0,85
AzO	1,08	0,995
Az^2O	1,47	1,44
C^2Az^2	1,05	1,49
C^2H^2	1	0,93
H^2S	6	5,63
HCl	8,9	8,865
AzH^3	1	0,94

Ainsi, le seul cas qui montre un désaccord sérieux entre les résultats de l'observation et du calcul est celui du cyanogène; il y a d'autres exemples de lois additives mises en défaut par le cyanogène, comme par exemple la loi des volumes de Kopp; le volume moléculaire de ce gaz ne peut pas être déduit des volumes atomiques du carbone et de l'azote.

Les ionisations de H^2, AzH^3, CO^2, Az^2O, SO^2 et HCl ont été mesurées par Perrin [1]; ses résultats, sauf pour H^2 et AzH^3, ne diffèrent pas beaucoup des précédents; pour ces deux gaz cependant, le désaccord est très grand, puisque les valeurs données par Perrin sont seulement le $\frac{1}{10}$ à peu près des valeurs trouvées ci-dessus.

L'existence d'une loi additive pour l'ionisation produite par les rayons indique que cette ionisation n'est probablement pas une séparation d'atomes dans la molécule, mais un phénomène ayant son siège dans l'atome lui-même.

---

[1] *Thèse*, 1897, p. 46. — *Ann. de Chim. et de Phys.* 7e série, t. XI, 1897, p. 541. *Voyez* aussi ce Volume.

SUR LA THÉORIE DE LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE

PRODUITE DANS LES GAZ PAR LES IONS CHARGÉS,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLVII, mars 1899, p. 253-268.

La conductibilité électrique que possèdent les gaz dans certaines circonstances, par exemple quand des rayons de Röntgen ou de l'uranium traversent le gaz, ou quand il est raréfié à l'intérieur d'un tube à vide, ou bien situé dans le voisinage d'un morceau de métal chauffé au rouge, ou bien au voisinage d'une flamme, d'un arc électrique ou d'étincelles éclatant entre deux conducteurs, ou encore d'un morceau de métal éclairé par de la lumière ultra-violette, peut être regardée comme due à la présence dans le gaz d'ions chargés dont les mouvements dans le champ électrique constituent le courant.

Pour étudier la distribution de la force électrique à travers le gaz, il faut tenir compte :

1° De la production des ions; elle peut avoir lieu dans toute la masse du gaz, ou bien être restreinte à des régions particulières;

2° De la recombinaison des ions, les ions chargés positivement se combinant avec les ions chargés négativement pour former un système électriquement neutre;

3° Du mouvement des ions sous l'action des forces électriques. Nous supposerons dans ce qui suit que la vitesse d'un ion est proportionnelle à l'intensité du champ électrique qui agit sur lui. La vitesse acquise par un ion dans un champ unité (mobilité de l'ion) a été mesurée au *Cavendish Laboratory* par plusieurs observateurs, par Rutherford et par Zeleny dans le cas des gaz röntgenisés; par Rutherford pour les gaz exposés aux rayons de l'uranium ou à la lumière ultra-violette; par Mac Clelland et H.-A. Wilson pour les ions des

flammes; et par Mac Clelland pour les ions des gaz situés près de métaux incandescents ou d'un arc. Les mobilités varient beaucoup dans les différents cas; la mobilité d'un ion dans le même gaz est à peu près la même, que la conductibilité soit due aux rayons de Röntgen, aux rayons de l'uranium ou à la lumière ultra-violette; elle est beaucoup plus petite quand la conductibilité est produite par un arc ou par un métal incandescent. Ainsi la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs sous l'action d'un champ de 1 volt par centimètre dans l'air röntgenisé a été trouvée par Rutherford égale à environ $1^{cm},6$ par seconde, tandis que Mac Clelland a trouvé seulement $0^{cm},0035$ par seconde dans le gaz extrait du voisinage d'un arc éclatant dans l'acide carbonique.

Cette différence est due à ce que les ions agissent comme des noyaux sur lesquels se condense le gaz qui les entoure ou la vapeur d'eau qui existe dans le gaz. La faculté qu'ont ces ions d'agir comme des noyaux pour la condensation de la vapeur d'eau résulte d'une façon frappante des expériences de C.-T.-R. Wilson (1) sur les effets des rayons de Röntgen et de l'uranium sur la formation des nuages, et aussi de celles de R. von Helmholtz (2) relatives aux effets produits par les ions sur un jet de vapeur. Si les dimensions de l'amas formé autour de l'ion dépendent des circonstances dans lesquelles l'ion a été mis en liberté et des substances qui l'entourent, la vitesse acquise par l'ion dans un champ donné dépendra aussi de ces circonstances: cette vitesse sera d'autant plus petite que la masse de l'agrégat sera plus grande. La détermination des vitesses acquises par les ions dans le champ électrique fournit ce résultat remarquable que, dans un champ donné, la vitesse acquise par l'ion négatif est plus grande que celle acquise par l'ion positif (sauf dans un petit nombre de cas exceptionnels où elles sont égales). Bien qu'ayant des valeurs très différentes suivant leur mode de production, les mobilités des ions présentent toutes cette particularité. Les mobilités relatives des ions de signes contraires diffèrent beaucoup dans les divers cas de conduction à travers les gaz; ainsi, dans le cas de l'hydrogène imparfaitement desséché traversé par les rayons de Röntgen, Zeleny a trouvé le rapport de la mobilité des ions négatifs à celle des ions positifs égal à environ 1,25, tandis que, dans le cas de conduction à travers les flammes chaudes, H.-A. Wilson a trouvé pour le même rapport la va

(1) *Phil. Trans.*, A. 1897; *Proc. of Cambr. Phil. Soc.*, t. IX, p. 333.
(2) *Wied. Ann.*, t. XXVII, 1886, p. 509.

leur 17 ou 18. Dans le cas de la décharge à travers les tubes à vide, mes propres mesures relatives au rapport de la charge à la masse pour les particules chargées constituant les rayons cathodiques et celles de W. Wien (1) sur les ions qui emportent la charge positive, indiquent que le rapport de la vitesse de l'ion négatif à celle de l'ion positif dans des champs électriques identiques serait très grand. Ce fait suffit, à mon avis, à expliquer la plupart des différences d'aspect que présentent les deux électrodes d'un tube à gaz raréfié. Schuster (2), d'après des observations sur les vitesses avec lesquelles des corps chargés positivement ou négativement perdent leur charge dans un tube à vide, est arrivé à la conclusion que les ions négatifs se diffusent plus rapidement que les positifs; d'autres phénomènes en relation avec la décharge m'ont conduit plus tard (3), et d'une façon indépendante, aux mêmes résultats.

Nous allons maintenant établir les équations auxquelles satisfait le champ électrique dans un gaz contenant des ions chargés. Pour simplifier le calcul, nous supposerons que le champ électrique est partout parallèle à l'axe des x, et que, si X désigne sa valeur en un point, la vitesse de l'ion positif en ce point est $k_1 X$, et celle de l'ion négatif dans la direction opposée $k_2 X$; k_1 et k_2 étant les mobilités. Soient n_1 le nombre des ions positifs par unité de volume en ce point, n_2 le nombre des ions négatifs; soit q le nombre des ions positifs ou négatifs produits en ce point dans l'unité de volume et par unité de temps : le nombre de collisions par unité de temps entre les ions positifs et négatifs est proportionnel à $n_1 n_2$. Supposons que, dans un certain nombre de ces collisions, il y ait recombinaison entre les ions positifs et négatifs, de sorte que, par suite de cette recombinaison, un nombre $\alpha n_1 n_2$ d'ions positifs et d'ions négatifs disparaissent par unité de temps de l'unité de volume. Si e désigne la charge portée par chaque ion, la densité cubique des charges électriques est $(n_1 - n_2)e$ et, par suite, l'on a :

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e; \tag{1}$$

Si i désigne le courant qui traverse l'unité de section du gaz, et si l'on néglige toute diffusion autre que celle produite par le champ

(1) *Verhandl. der phys. Gesellsch. zu Berlin*, t. XVI, p. 165.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 526.
(3) *Phil. Mag.*, t. XL, 1895, p. 511.

électrique, on a

$$(2) \qquad k_1 n_1 e X + k_2 n_2 e X = i;$$

et, si l'état permanent s'est établi, i est constant dans toute la m du gaz; on tire de ces équations

$$(3) \qquad n_1 e = \frac{1}{k_1 + k_2}\left(\frac{i}{X} + \frac{k_2}{4\pi}\frac{dX}{dx}\right),$$

$$(4) \qquad n_2 e = \frac{1}{k_1 + k_2}\left(\frac{i}{X} - \frac{k_1}{4\pi}\frac{dX}{dx}\right).$$

Dans un état permanent, le nombre d'ions positifs par unité de volu en un point déterminé reste constant; par suite

$$(5) \qquad \frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q - \alpha n_1 n_2,$$

et

$$-\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = q - \alpha n_1 n_2.$$

Substituant dans l'une ou l'autre de ces équations les valeurs de n_1, précédemment trouvées, il vient, puisque $\frac{di}{dx} = 0$,

$$\frac{1}{4\pi e}\frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2}\frac{d}{dx}\left(X\frac{dX}{dx}\right)$$
$$= q - \frac{\alpha}{X^2 e^2 (k_1 + k_2)^2}\left(i + \frac{k_2}{4\pi} X \frac{dX}{dx}\right)\left(i - \frac{k_1}{4\pi} X \frac{dX}{dx}\right).$$

Si nous posons

$$X^2 = 2y,$$
$$\frac{dy}{dx} = p,$$

cette équation devient

$$\frac{1}{4\pi e}\frac{k_1 k_2}{k_1 + k_2} p \frac{dp}{dy} = q - \frac{\alpha}{2 y e^2 (k_1 + k_2)^2}\left(i + \frac{k_2}{4\pi} p\right)\left(i - \frac{k_1}{4\pi} p\right).$$

Je n'ai pu intégrer cette équation dans le cas général quand q fini et k_1 différent de k_2. Nous pouvons cependant l'intégrer quan est constant et que l'on a $k_1 = k_2 = k$. Dans ce cas, l'équation p s'écrire

$$\pi \frac{d}{dy}\left(\frac{k^2}{16\pi^2} p^2 - i^2\right) = \frac{\alpha}{8ek}\frac{1}{y}\left(\frac{k^2}{16\pi^2} p^2 - i^2\right) + q e k,$$

dont la solution est

$$\frac{k^2}{16\pi^2}p^2 - i^2 = \frac{qek}{\pi\left(1 - \frac{\alpha}{8\pi ek}\right)}y + C(2y)^{\frac{\alpha}{8\pi ek}},$$

où C est une constante d'intégration.

Si le courant à travers le gaz passe entre deux plateaux parallèles dont on maintient la différence de potentiel constante, on a

$$\frac{dX}{dx} = 0$$

à mi-chemin entre les deux plateaux; n_1 est nul sur le plateau positif, tandis que n_2 est nul sur le plateau négatif; par suite, si X_0, X_1 désignent respectivement les valeurs de X à mi-chemin entre les plateaux et sur l'un ou l'autre des plateaux, on a en posant $p = 0$, pour obtenir X_0,

$$-i^2 = \frac{\frac{qek}{4\pi}}{1 - \frac{\alpha}{8\pi ek}}X_0^2 + CX_0^{\frac{\alpha}{8\pi ek}}.$$

Mais

$$i = 2nkeX_0,$$

puisque $n_1 = n_2$, quand $\frac{dX}{dx} = 0$.

Les mesures de X pour les gaz röntgenisés montrent qu'à moins que le courant ne soit près de sa valeur limite, X est pratiquement constant dans un certain intervalle au voisinage du milieu de la distance séparant les plateaux; par suite, dans ce cas, on a

$$\frac{d^2X}{dx^2} = 0$$

à mi-chemin entre les plateaux et, par suite, en tenant compte des équations (3) et (5),

$$q = \alpha n^2;$$

en substituant cette valeur à n, il vient :

$$-X_0^2\left(\frac{4k^2e^2q}{\alpha} + \frac{\frac{qek}{2\pi}}{1 - \frac{\alpha}{8\pi ek}}\right) = CX_0^{\frac{\alpha}{8\pi ek}};$$

ou

$$(6)\qquad -X_0^2 \frac{\dfrac{4k^2e^2q}{\alpha}}{1-\dfrac{\alpha}{8\pi ek}} = CX_0^{\frac{\alpha}{4\pi ek}}.$$

Sur l'un ou l'autre des plateaux, on a

$$n_1 n_2 = 0;$$

de sorte que

$$\frac{k^2}{16\pi^2}p^2 - i^2 = 0;$$

par suite

$$(7)\qquad X_1^2 - \frac{\dfrac{qek}{2\pi}}{1-\dfrac{\alpha}{8\pi ek}} = CX_1^{\frac{\alpha}{4\pi ek}};$$

et, d'après (6) et (7),

$$\frac{8\pi ke}{\alpha} = \left(\frac{X_0}{X_1}\right)^{\frac{\alpha}{4\pi ek}-2};$$

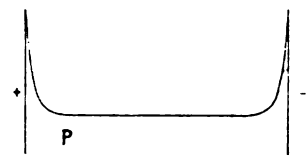
ou bien en posant $\frac{8\pi ek}{\alpha} = \beta$,

$$(8)\qquad \frac{X_1}{X_0} = \beta^{\frac{1}{2-\frac{2}{\beta}}}.$$

Il résulte de cette équation que $\frac{X_1}{X_0}$ est supérieur à l'unité, et que la valeur de ce rapport croît de 1 à ∞, quand β croît de 0 à ∞. On voit que β ne contient ni q ni i. De sorte que, pour prendre un cas particulier, quand le gaz entre les deux plateaux est exposé aux rayons de Röntgen, le rapport des valeurs du champ électrique au voisinage immédiat des plateaux et à mi-chemin de la distance qui les sépare est indépendant de l'intensité de la radiation et du courant qui traverse le gaz. Les courbes donnant la relation entre le champ électrique et la distance qui sépare les plateaux sont données par l'expérience dans le genre de celle que représente la figure 1. X varie seulement à l'intérieur de deux couches voisines des plateaux et est approximativement constant dans le reste du champ. Quand le courant qui traverse le gaz croît, les deux couches pour lesquelles X est variable s'élargissent jusqu'à venir se réunir, de sorte qu'il n'y a plus de région pour laquelle X

soit constant. On peut facilement trouver une limite inférieure pour la valeur de λ, épaisseur de chacune de ces couches, quand on connaît l'intensité du courant. En effet, supposons que le point P (*fig.* 1) soit

Fig. 1.



à la limite de la couche contiguë à l'électrode positive : au point P, puisque X y devient constant, la moitié du courant doit être due aux ions positifs et la moitié aux ions négatifs; si i désigne le courant et e la charge portée par un ion, un nombre $\frac{i}{2e}$ d'ions positifs doit traverser l'unité de section d'un plan mené par P pendant l'unité de temps, de sorte que ce nombre au moins d'ions doit être produit pendant l'unité de temps dans la région comprise entre P et le plateau positif. Si maintenant λ désigne l'épaisseur de la couche, $q\lambda$ est le nombre d'ions positifs produits pendant l'unité de temps; le nombre de ceux qui traversent le plan pendant l'unité de temps ne peut donc pas dépasser $q\lambda$ et atteindra seulement cette valeur s'il n'y a pas de recombinaison des ions; par suite

$$q\lambda > \frac{i}{2e},$$

ou

$$\lambda > \frac{i}{2qe}.$$

Ainsi, $\frac{i}{2eq}$ est une limite inférieure de λ. Toutefois elle ne sera pas, je pense, très loin de la valeur véritable, car nous pouvons montrer qu'une très faible recombinaison seulement peut se produire pendant le temps que les ions positifs mettent à traverser une couche de cette épaisseur.

En effet, la vitesse de recombinaison des ions positifs est donnée par

$$\frac{dn_1}{dt} = -\alpha n_1 n_2.$$

Si N_2 désigne la valeur maximum de n_2, $\frac{1}{\alpha N_2}$ mesure le temps qui

s'écoule avant que la recombinaison n'ait diminué le nombre des ions dans une proportion très appréciable.

Pendant ce temps, les ions positifs parcourraient une distance δ donnée par l'équation

$$\delta = \frac{kX_1}{\alpha N_2},$$

où X_1 désigne la valeur de X tout contre le plateau.

On a

$$kN_2X_1e = i;$$

par suite

$$\delta = \frac{k^2X_1^2e}{\alpha i}.$$

Posons

$$X_1 = \gamma X_0,$$

γ étant donné par

$$\gamma = \beta^{\frac{1}{2-\frac{2}{\beta}}};$$

il vient

$$\delta = \frac{\gamma^2k^2X_0^2e}{\alpha i} = \frac{\gamma^2 i}{4qe} = \frac{\gamma^2}{2}\lambda.$$

Ainsi, si γ est passablement grand, les ions positifs parcourront une distance beaucoup plus grande que λ avant de se recombiner.

Le courant le plus intense qui puisse passer entre les plateaux s'obtient quand tous les ions sont employés à transporter le courant; si l désigne la distance qui sépare les plateaux, lq ions positifs et lq ions négatifs sont produits pendant l'unité de temps; si donc I désigne le courant maximum qui puisse passer entre les plateaux, on a

$$= lqe;$$

par suite, on peut écrire

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{i}{2I}.$$

Les équations

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

$$\frac{d}{dz}(k_1n_1X) = q - \alpha n_1n_2,$$

$$\frac{d}{dx}(k_2n_2X) = -(q - \alpha n_1n_2),$$

$$(k_1n_1 + k_2n_2)Xe = i,$$

ont satisfaites par

$$n_1 = n_2 = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$k_1 n_1 \mathrm{X} e = \frac{k_1}{k_1 + k_2} i,$$

$$k_2 n_2 \mathrm{X} e = \frac{k_2}{k_1 + k_2} i,$$

$$\mathrm{X} = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)},$$

i désignant le courant qui traverse le gaz. Dans ce cas, les portions du courant dues respectivement aux ions positifs et aux ions négatifs sont proportionnelles aux mobilités de ces ions. Toutefois, quand le courant passe entre deux plateaux parallèles, cette solution ne peut pas rester exacte jusqu'aux plateaux eux-mêmes. En effet, considérons l'état de choses en un point P, entre les plateaux AB et CD, AB désignant le plateau positif et CD le plateau négatif. Alors au point P, à travers l'unité de section,

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{e}$$

ions positifs passent pendant l'unité de temps et ces ions doivent provenir de la région comprise entre P et AB; toutefois, cette région ne peut pas en fournir plus que $q\lambda$, et elle ne peut fournir ce nombre d'ions que dans le cas où il n'y a pas de recombinaison; par suite, la solution précédente ne peut être acceptable quand la distance à partir du plateau positif est inférieure à

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe};$$

de même, elle ne peut être valable à une distance du plateau négatif inférieure à

$$\frac{k_2}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}.$$

Nous supposerons que la solution donnée ci-dessus est valable dans les parties du champ dont les distances aux plateaux sont plus grandes que celles qui viennent d'être indiquées; et en outre, qu'il n'y a pas de recombinaison des ions dans les couches où la solution n'est pas applicable. Considérons maintenant ce qui se passe près du plateau

positif, par exemple entre

$$x = 0 \qquad \text{et} \qquad x = \frac{k_1}{k_1 + k_2}\,\frac{i}{qe} = \lambda.$$

Puisque, dans cette région, il n'y a pas de recombinaison, nos équations sont

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q,$$

$$\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = -q.$$

Si q est constant, nous avons

$$k_1 n_1 X = qx,$$

$$k_2 n_2 X = \frac{i}{e} - qx,$$

la constante a été déterminée de façon à annuler n_1 pour $x = 0$; si l'on remplace n_1, n_2 par ces valeurs dans l'équation qui donne $\frac{dX}{dx}$, on obtient

$$X\frac{dX}{dx} = 4\pi e\left[qx\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right) - \frac{i}{ek_2}\right],$$

ou bien

$$X^2 = 8\pi e\left[\frac{qx^2}{2}\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right) - \frac{ix}{ek_2}\right] + C;$$

la constante peut être déterminée par la condition que, pour

$$x = \lambda_1,$$

on ait

$$X^2 = \frac{\alpha}{q}\,\frac{i^2}{e^2(k_1 + k_2)^2};$$

de là on déduit

$$C = \frac{\alpha}{q}\,\frac{i^2}{e^2(k_1 + k_2)^2}\left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha}\,\frac{k_1}{k_2}(k_1 + k_2)\right].$$

Puisque C est la valeur de X^2 quand x est nul, c'est la valeur de X^2 contre le plateau positif; si nous désignons par X_1 la valeur de X contre le plateau positif et par X_0 la valeur de X entre les couches, on a

$$X_1 = X_0\left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha}\,\frac{k_1}{k_2}(k_1 + k_2)\right]^{\frac{1}{2}};$$

ainsi X_1 est toujours supérieur à X_0, valeur de X dans l'intervalle compris entre les couches.

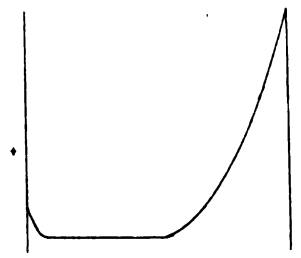
Si X_2 désigne la valeur de X contre le plateau négatif, on a

$$X_2 = X_0 \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_1 + k_2) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Ainsi, si la mobilité k_2 de l'ion négatif est très grande comparée à la mobilité k_1 de l'ion positif, la valeur de X contre le plateau négatif est grande en comparaison de sa valeur contre le plateau positif.

La figure 2 représente la distribution de la force électrique entre les plateaux. Dans ce cas $\frac{k_2}{k_1}$ a une valeur élevée.

Fig. 2.



La chute de potentiel à travers la couche d'épaisseur λ_1 est égale à

$$\int_0^{\lambda_1} X\,dx,$$

et ceci est égal à

$$\frac{1}{2} X_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{X_0 \lambda_1}{\sqrt{\beta}} \operatorname{Log}(\sqrt{\beta} + \sqrt{1 + \beta}),$$

où l'on a posé

$$\beta = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1 + k_2)$$

et

$$X_1 = X_0 (1 + \beta)^{\frac{1}{2}};$$

par suite, si β est grand, la chute de potentiel à travers la couche d'épaisseur λ_1, contiguë au plateau positif, est approximativement

$$\frac{1}{2} X_1 \lambda_1 = \frac{1}{2} X_0 (1 + \beta)^{\frac{1}{2}} \frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}.$$

De même, si l'on pose

$$\beta_1 = \frac{4\pi e}{\alpha}\frac{k_2}{k_1}(k_1 + k_2),$$

et si β_1 est grand, la chute de potentiel à travers la couche d'épaisseur λ_2 est approximativement

$$\frac{1}{2}X_2\lambda_2 = \frac{1}{2}X_0(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}}\frac{k_2}{k_1+k_2}\frac{i}{qe}.$$

L'intervalle dans lequel la force électrique est constante et égale à X_0 est

$$l - (\lambda_1 + \lambda_2),$$

où l désigne la distance qui sépare les plateaux. Puisque

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{i}{qe},$$

la chute de potentiel dans cet intervalle est égale à

$$X_0\left(l - \frac{i}{qe}\right);$$

par suite, si V est la différence de potentiel entre les plateaux,

$$V = X_0\left[\frac{1}{2}(1+\beta)^{\frac{1}{2}}\frac{k_1}{k_1+k_2}\frac{i}{qe} + \frac{1}{2}(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}}\frac{k_2}{k_1+k_2}\frac{i}{qe} + l - \frac{i}{qe}\right],$$

et

$$X_0 = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{i}{e(k_1+k_2)},$$

de sorte que

$$V = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{i}{e(k_1+k_2)}\left[\frac{1}{2}(1+\beta)^{\frac{1}{2}}\frac{k_1}{k_1+k_2}\frac{i}{qe} + \frac{1}{2}(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}}\frac{k_2}{k_1+k_2}\frac{i}{qe} - \frac{i}{qe} + l\right].$$

Ceci donne la relation entre le courant et la différence de potentiel entre les plateaux. Elle est de la forme

$$V = Ai^2 + Bi.$$

Dans un Mémoire publié par E. Rutherford et moi-même dans le *Phil. Mag.* en octobre 1896, on donnait une relation entre V et i calculée dans l'hypothèse d'un champ constant entre les plateaux. Dans le Mémoire actuel, j'ai cherché à tenir compte de la variation du

champ électrique. Le calcul qui précède cesse d'être approximativement exact quand les deux couches se rejoignent. Dans ce cas, le courant a sa valeur limite lqe et il n'y a pas de perte d'ions par recombinaison; nous pouvons donc négliger la recombinaison et procéder comme suit.

Les équations (5) deviennent dans ce cas

$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q,$$

$$\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = -q.$$

Si q est constant, les solutions de ces équations sont

$$k_1 n_1 X = qx, \tag{9}$$

$$k_2 n_2 X = q(l - x), \tag{10}$$

x désignant la distance comptée à partir du plateau positif, car ces solutions satisfont aux équations différentielles et aux conditions aux limites

$$n_1 = 0, \quad \text{pour} \quad x = 0$$

et

$$n_2 = 0, \quad \text{pour} \quad x = l.$$

De l'équation

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

on déduit

$$X\frac{dX}{dx} = 4\pi qe\left[x\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right) - \frac{l}{k_2}\right]$$

ou

$$X^2 = 8\pi qe\left[\frac{x^2}{2}\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right) - \frac{lx}{k_2}\right] + C, \tag{11}$$

C désignant la constante d'intégration.

Quand X a sa valeur minimum, on voit, d'après l'équation (1) que $n_1 = n_2$; par suite, en un tel point, d'après (9) et (10), on a

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{x}{l - x}; \tag{12}$$

par suite, si nous déterminons le point Q où X présente un minimum, cette équation nous donnera le rapport des mobilités des deux espèces d'ions.

On voit qu'un ion positif partant du plateau positif et un ion

négatif partant du plateau négatif atteignent ce point en même temps.

Si X_0 désigne la valeur minimum de X, et ξ la distance d'un point compris entre les plateaux, comptée à partir de Q, on peut écrire l'équation (11) sous la forme

$$X^2 = X_0^2 + 4\pi q e \xi^2 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right).$$

Si I désigne le courant maximum, ceci peut s'écrire

$$X^2 = X_0^2 + 4\pi I \xi^2 \frac{1}{l} \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right). \tag{13}$$

On voit, d'après cette équation, que si l'on mesure les valeurs de X en deux points et I, courant maximum, on peut calculer la valeur de

$$\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}$$

et, puisque (12) donne la valeur de $\frac{k_1}{k_2}$, on peut calculer les valeurs de k_1 et k_2 séparément.

Si l'ion positif se déplace plus lentement que l'ion négatif pour une valeur donnée du champ électrique, l'équation (12) montre que Q est plus près du plateau positif que du négatif. Par suite, il résulte de (13) que la force électrique est plus grande au voisinage immédiat du plateau négatif que contre le plateau positif.

Une excellente méthode pour déterminer les mobilités des ions, méthode qui peut être employée dans presque tous les cas de conduction à travers les gaz, consiste à produire les ions dans une région, et à mesurer l'intensité du champ électrique en deux points d'une autre région où il n'y a pas production d'ions, mais dans laquelle seuls les ions d'un certain signe peuvent pénétrer sous l'action du champ. Ainsi, désignons par A, B deux plateaux parallèles plongés dans un gaz, et supposons qu'on produise, dans la couche comprise entre A et un plan que nous désignerons par M, une certaine quantité d'ions, soit par les rayons de Röntgen, soit par des métaux incandescents, soit par la lumière ultra-violette, soit autrement; enfin supposons que le gaz compris entre M et B soit protégé contre l'ionisation directe. Si alors A et B sont reliés aux pôles d'une pile, un courant passera à travers le gaz, et ce courant sera constitué, dans la région comprise entre M et B, uniquement par les ions d'un seul signe, positifs si A est l'anode, négatifs si c'est la cathode. Etudions la dis-

tribution de la force électrique dans la région comprise entre M et B. Supposons que A soit le plateau positif, tous les ions de cette région seront chargés positivement, et nous aurons, en employant la même notation que précédemment,

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi n_1 e,$$
$$k_1 n_1 X e = i,$$

où i désigne le courant à travers l'unité de section; de ces équations l'on tire

$$X\frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{k_1}$$

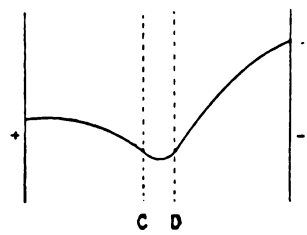
ou bien

$$X^2 = \frac{4\pi i}{k_1}x + C.$$

Par suite, si l'on mesure les valeurs de X en deux points de la région comprise entre M et B, et aussi la valeur de i, on peut, d'après cette équation, calculer la valeur de k_1. Pour déterminer la mobilité k_2 de l'ion négatif, il n'y a qu'à faire une expérience analogue en prenant cette fois A comme plateau négatif.

Quand l'ionisation est limitée à une couche CD comprise entre les plateaux A et B, la distribution de la force électrique est représentée par la figure 3, A désignant le plateau positif et B le plateau négatif,

Fig. 3.



et la vitesse de l'ion négatif étant supposée beaucoup plus grande que celle de l'ion positif.

L'étude de la distribution de la force électrique faite page 847 montre que, si la mobilité de l'ion négatif est beaucoup plus grande que celle de l'ion positif, la distribution du champ a beaucoup de caractères communs avec celle qui se produit dans le passage de l'électricité à travers un tube à gaz raréfié, en particulier la grande aug-

mentation du champ électrique tout près de la cathode. Ainsi ce caractère de la décharge à travers les gaz raréfiés peut s'expliquer en attribuant une plus grande vitesse à l'ion négatif qu'à l'ion positif; c'est une propriété qui semble applicable à tous les cas de décharge électrique à travers les gaz, et comme les plus importantes des différences entre les phénomènes qui se passent aux deux pôles d'un tube à vide s'expliquent directement par ce fait que la force électrique à la cathode dépasse beaucoup celle qui existe à l'anode, je pense que les caractères les plus frappants de la décharge à travers les gaz raréfiés résultent de la différence des mobilités des ions positifs et des ions négatifs. Dans le cas discuté page 849 nous avons supposé q constant, c'est-à-dire l'ionisation constante sur tout le trajet de la décharge: dans le cas de la décharge à travers les gaz raréfiés, où l'ionisation est due principalement au champ électrique lui-même, il est invraisemblable que l'ionisation soit constante quand le champ est si variable. Nous pouvons être renseignés sur la distribution de l'ionisation en étudiant les très remarquables courbes dues aux recherches de Graham [1] qui donnent la distribution du champ électrique dans un tube à vide.

Des équations

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q - \alpha n_1 n_2,$$

$$-\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = q - \alpha n_1 n_2,$$

nous déduisons, si k_1 et k_2 sont indépendants de x,

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e(q - \alpha n_1 n_2)\left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}\right).$$

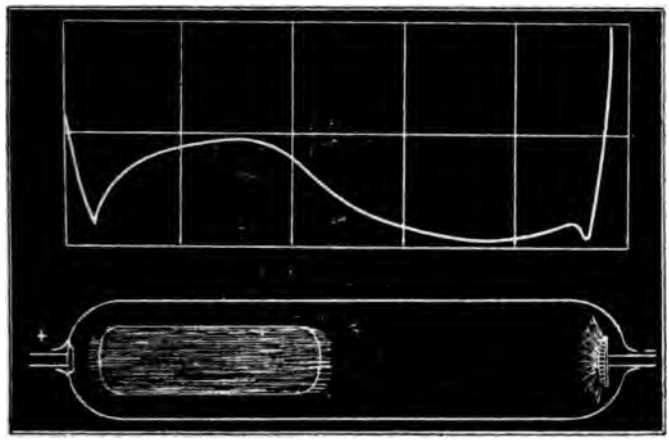
Ainsi, $q - \alpha n_1 n_2$ a le même signe que $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$. Donc, quand $q - \alpha n_1 n_2$ est positif, c'est-à-dire si l'ionisation surpasse la recombinaison, la courbe donnant les valeurs de X^2 est convexe du côté de l'axe des x, et cette courbe est concave du côté du même axe si la recombinaison surpasse l'ionisation. Les endroits où la courbe présente des courbures brusques seront des régions soit d'ionisation intense, soit de recombinaison intense.

---

[1] *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

La figure 4 est une courbe donnant les valeurs de X^2 calculées d'après les résultats de Graham. On voit qu'il y a deux régions à courbure particulièrement rapide, la direction de la courbure indiquant qu'il s'agit d'ionisations, l'une, la plus intense, juste à l'extérieur de l'espace obscur négatif, l'autre près de l'anode, tandis que dans la lumière positive le sens de la courbure indique recombinaison. Tout

Fig. 4.



se passe comme si les ions positifs formés au centre d'ionisation voisin de l'anode, en se déplaçant vers la cathode, rencontraient les ions négatifs provenant du centre d'ionisation voisin de la cathode, comme si ces ions positifs se combinaient aux négatifs jusqu'à les détruire tous, et produisaient de la lumière en se recombinant, la région de recombinaison constituant la lueur positive. Dans l'espace obscur compris entre la lumière positive et l'auréole négative, ces ions positifs provenant du centre d'ionisation voisin de l'anode sont tous épuisés, de sorte qu'il n'en reste plus pour se recombiner avec les ions négatifs qui viennent du centre voisin de la cathode.

L'encoche brusque de la courbe, qui indique le centre d'ionisation voisin de la cathode, existe dans toutes les courbes données par Graham; le centre voisin de l'anode est loin d'être aussi constant. Dans plusieurs des courbes données par Graham, il n'y a pas de coude brusque auprès de l'anode, bien que celui qui est près de la cathode soit bien marqué, et, dans ces tubes, la lumière positive n'est pas bien développée. La distribution de potentiel qui accompagne la décharge lumineuse exige une distribution déterminée de l'électrisa-

tion à l'intérieur du tube; celle-ci exige une ionisation et un mouvement des ions dans le tube avant que la décharge lumineuse se produise. Il doit donc y avoir une sorte de quasi-décharge pour préparer le chemin de la décharge lumineuse. Warburg (¹) a mis en évidence, dans quelques cas, l'existence d'une décharge obscure qui précède la décharge lumineuse. Il semble probable qu'une telle décharge n'existe pas seulement dans les cas où elle a déjà été découverte, mais qu'elle précède invariablement la décharge lumineuse.

Outre les *encoches* brusques ou régions de courbure particulièrement rapide, la figure 5 montre une faible courbure dans la direction indiquant un excès d'ionisation sur la recombinaison dans tout l'intervalle considérable compris entre la colonne lumineuse positive et la gaine cathodique; comme cette région est éloignée des endroits où la force électrique est considérable, il semble probable que des mécanismes autres que la force électrique l'aident à produire l'ionisation en un point déterminé. Le cas des rayons cathodiques montre que le mouvement des ions chargés tend à ioniser le gaz environnant. E. Wiedemann aussi a montré que la décharge produit une radiation particulière qu'il a appelée *entladungstrahlen;* il est possible que ces rayons possèdent le pouvoir d'ioniser un gaz traversé par eux (²).

(¹) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 385.

(²) Cette théorie de la décharge dans les tubes à gaz raréfiés est complétée dans le Mémoire suivant de J.-J. Thomson (*Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. L, 1900, p. 282).

(*Note du traducteur.*)

LA PRODUCTION DES IONS DANS LA DÉCHARGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LES GAZ,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. L, 1900, p. 278 à 283.

Dans beaucoup de cas de décharges à travers les gaz, le champ n'a pas à fournir lui-même les ions, mais ces ions sont produits par des agents extérieurs, tels que les rayons de Röntgen, la radiation de l'uranium et des autres substances radioactives, l'action de la lumière ultra-violette sur les métaux, les filaments incandescents, etc. Cependant, en plus de ces cas, nous avons une série très importante de phénomènes qui comprend la décharge par étincelle et la décharge ordinaire dans les tubes à vide, pour lesquelles il n'y a aucune source extérieure efficace qui puisse produire des ions, de sorte que ceux-ci doivent, d'une manière ou d'une autre, provenir de l'action du champ lui-même. Il est très difficile de supposer que de simples molécules sont dissociées par la force électrique dans le champ, qui entraîne l'ion positif d'un côté et l'ion négatif du côté opposé. Pour ne mentionner qu'une de ces difficultés, la force électrique nécessaire pour produire la décharge est toujours excessivement faible par rapport à la force due à une charge atomique agissant à la distance atomique. Dans mes *Recent Researches*, j'ai indiqué que, sous l'action du champ électrique, quelques molécules formeraient des agglomérations longues et étroites, comme le feraient la fumée et la poussière dans les mêmes conditions : ces agglomérations, étant des corps de pouvoir inducteur spécifique plus élevé que le milieu qui les entoure, agiraient sur les lignes de force comme des conducteurs longs et pointus et produiraient, par conséquent, une grande concentration des lignes de force sur l'extrémité de l'agglomération. De la sorte, le champ électrique maximum serait énormément plus grand que le champ électrique moyen qui est tout ce que nous pouvons mesurer. Depuis

que ceci a été publié, de nombreuses recherches ont été faites, qui ont prouvé que, lorsque des particules électrisées se meuvent à travers un gaz, des ions sont produits dans certaines conditions, tout au moins si la particule est électrisée négativement. Ainsi Lenard montra que ses rayons rendent un gaz, au travers duquel ils passent, conducteur de l'électricité. Les rayons Lenard sont des particules électrisées négativement et, d'après notre théorie, la conductibilité du gaz est due à la production d'ions. J'ai montré encore (*Phil. Mag.*, oct. 1897) que le passage des rayons cathodiques à travers un gaz l'ionisait. Ainsi nous avons la preuve que, au moins dans certains cas, le mouvement des corpuscules à travers un gaz peut l'ioniser. Cette hypothèse que le mouvement des ions à travers un gaz peut l'ioniser est confirmée par les expériences de Stoletow (*Journal de Physique*, t. IX, p. 468). Elles montrent que, pour un même champ électrique, le courant entre les deux plateaux, dont l'un est éclairé par la lumière ultra-violette, croît avec la distance des plateaux, cet accroissement étant plus marqué quand la pression est faible. C'est à quoi l'on s'attendrait si les ions négatifs partant du plateau éclairé produisaient de nouveaux ions pendant leur passage à travers le gaz. L'idée que je désire avancer dans cette Note est que l'ionisation dans les cas ordinaires de décharge à travers les gaz est produite par le mouvement à travers le gaz d'ions ou de corpuscules toujours présents dans le gaz. Ces ions ou corpuscules sous l'action du champ électrique acquièrent de la vitesse et de l'énergie cinétique; et, quand cette vitesse ou cette énergie atteint une certaine valeur, qui peut ne pas être la même pour l'ion positif que pour l'ion négatif, ces ions ou corpuscules sont aptes, par collision avec les molécules voisines, à produire d'autres ions et d'autres corpuscules. Cette dissociation peut être due directement au choc ou, indirectement, à des rayons analogues aux rayons Röntgen produits par le choc. Prenons le cas d'un gaz dans lequel sont disséminés quelques ions; si l'énergie ou la vitesse communiquée par le champ électrique à ces ions dépasse alors une certaine valeur critique, chacun des ions primitifs produira d'autres ions, et ces nouveaux ions donneront naissance à d'autres, de sorte que le nombre d'ions et la conductibilité du gaz augmenteront rapidement; ils iront en augmentant jusqu'à ce que la conductibilité du gaz atteigne une valeur telle que l'intensité du champ électrique soit réduite de façon à ce que le travail effectué sur un ion prenne la valeur critique; quand ce régime est atteint, chaque ion en produit un et seulement un autre, de sorte que le nombre des ions reste

constant, et le gaz atteint un état permanent quand il est traversé par la décharge.

Si l'intensité du champ avait été assez petite pour que le travail effectué sur un ion ne fût pas égal à la valeur critique, le nombre d'ions n'aurait pas augmenté et il n'y aurait eu aucune décharge à travers le gaz, à part la très faible fuite due aux ions primitivement présents dans le gaz. Ainsi, cette hypothèse explique comment un champ d'une intensité déterminée est nécessaire pour produire la décharge à travers un gaz.

L'énergie cinétique maxima fournie par le champ sur un ion sera mesurée par le travail effectué sur l'ion pendant son chemin libre, et, après le choc, la perturbation apportée dans l'énergie et dans la direction du mouvement est si grande, que le travail sera le même que si le champ recommençait à agir et, si la direction du mouvement est renversée, le champ qui accroissait l'énergie cinétique de l'ion avant le choc la diminuera après. Ainsi, si λ est le chemin libre moyen, l'énergie cinétique, fournie par le champ à l'ion, sera mesurée par $Fe\lambda$, e étant la charge de l'ion et F le champ électrique. La condition nécessaire pour que la décharge se produise est que l'énergie cinétique maxima soit égale à q, q étant une quantité dépendant de la nature du gaz. Alors, la condition pour que la décharge ait lieu est $Fe\lambda = q$, de sorte que le champ électrique F, nécessaire pour produire la décharge, varie en raison inverse du chemin libre moyen des ions ou des corpuscules.

D'autre part, λ est inversement proportionnel à la densité du gaz, de sorte que, d'après cette théorie, le champ électrique nécessaire pour produire la décharge serait, dans un même gaz, directement proportionnel à la densité du gaz, résultat qui est approximativement exact dans une grande étendue de pression. Ainsi, la théorie que nous avons donnée fournit une explication très simple de ce fait qu'il est plus facile de produire une décharge dans un gaz à basse pression que dans un gaz à pression élevée.

La théorie explique facilement pourquoi il faut un champ plus intense pour faire passer une étincelle à travers une mince couche de gaz qu'à travers une couche plus épaisse, pourvu que l'épaisseur de la couche mince soit plus petite qu'une certaine valeur qui est inversement proportionnelle à la pression. Pour que les ions produisent la dissociation, il est nécessaire qu'ils puissent rencontrer les molécules du gaz, ou, si la dissociation est due à des rayons produits par le choc, que la couche soit assez épaisse pour absorber la radiation;

mais, dès que l'épaisseur de la couche devient comparable au chemin libre moyen d'un ion, la probabilité d'un choc contre une molécule, avant que les ions aient atteint l'électrode, diminuera rapidement, de sorte que l'aptitude des ions en mouvement à produire la dissociation diminuera rapidement quand l'épaisseur de la couche tombe au-dessous d'une certaine valeur. Bien que l'épaisseur de la couche, quand le champ nécessaire pour produire la décharge commence à augmenter, soit encore grande par rapport au chemin libre d'une molécule se mouvant dans le gaz, elle ne l'est pas par rapport au chemin libre d'un corpuscule, c'est-à-dire d'un des petits ions qui ont été trouvés dans les rayons cathodiques et que nous supposons, avec raison, devoir jouer un rôle important dans tous les cas de décharge électrique.

D'après cet exposé de la décharge électrique, la présence d'un petit nombre d'ions est nécessaire pour amorcer la décharge. Les expériences de Linss ([1]) et celles, plus récentes, d'Elster et Geitel ([2]), semblent montrer que de tels ions sont présents dans les gaz dans les conditions ordinaires; de plus, la première étincelle est d'allure beaucoup plus irrégulière que les suivantes, et ceci est d'accord avec l'idée que les conditions qui entraînent sa formation sont capricieuses et toujours accidentelles.

Considérons maintenant les phénomènes plus complexes qui accompagnent le passage de la décharge dans un gaz à basse pression. La production d'ions peut avoir lieu dans tout le tube ou être localisée dans certaines parties. Toutefois, il doit y avoir au moins deux endroits où l'ionisation se produit. En effet, dans cette théorie, l'ionisation en un endroit A est produite par des ions amenés en A par le champ électrique, de sorte qu'il doit y avoir quelque autre centre ou quelques autres centres d'ionisation qui produisent les ions qui sont amenés en A par le champ. Dans le *Philosophical Magazine*, de 1899, j'ai montré comment, de l'étude de la distribution du champ électrique dans un tube à décharge, nous pouvons déduire les positions des maximums d'ionisation; le résultat d'une telle étude conduit à cette conclusion qu'il y a un centre d'ionisation très près de la cathode et un autre dans la gaine cathodique.

Suivant les idées émises dans cette Note, ces centres forment, pour ainsi dire, des systèmes de reproduction d'ions dépendant mutuelle-

---

([1]) W. Linss, *Meteor. Zeits.*, t. IV, 1887, p. 352.

([2]) *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, t. IV, 1899, p. 213.

ment l'un de l'autre, l'ionisation dans la gaine négative étant due aux corpuscules venant du centre situé tout près de la cathode, alors que l'ionisation près de la cathode est due aux ions positifs qui viennent du centre situé dans la gaine. Cette hypothèse paraît en accord avec les expériences de Villard [1], dans lesquelles un écran placé entre la lueur négative et la cathode empêcherait l'émission de rayons cathodiques par la partie de la cathode protégée par l'écran.

Les corpuscules négatifs, partant de la cathode, ionisent le gaz au voisinage de la lueur négative, en produisant dans cette région un grand nombre d'ions; ceci donne à cette région une grande conductibilité électrique, et le champ électrique tombe conséquemment à une très petite valeur. Cherchons ce qui arriverait s'il n'y avait aucun centre d'ionisation entre la gaine cathodique et l'anode : le courant dans cette partie du tube serait transporté par les ions négatifs produits dans la gaine; une telle distribution d'ions dans le tube ferait croître le champ électrique quand nous approchons de l'anode, et, si cette augmentation du champ n'accroît pas l'énergie cinétique des ions au delà de la valeur à laquelle ils commencent à produire d'autres ions, le champ électrique augmentera constamment jusqu'à l'anode. Toutefois, si le champ électrique augmente d'une façon telle que l'énergie qu'il communique aux ions soit plus grande que l'énergie nécessaire pour produire d'autres ions par dissociation, des molécules qui l'entourent, de nouveaux ions seront alors produits dans la région où le champ électrique atteint cette valeur. Ceci augmentera la conductibilité du gaz et fera, par conséquent, diminuer le champ. Ainsi, après avoir atteint une certaine valeur, le champ diminuera et recommencera à augmenter après être tombé au-dessous de la valeur pour laquelle l'ionisation se produit. Si cela se répétait plusieurs fois avant que l'on atteigne l'anode, nous obtiendrions un champ électrique croissant et décroissant comme cela se produit dans la décharge striée. L'hypothèse que les stries consistent en une succession de couches de haute conductibilité due à l'ionisation du gaz par un champ électrique dépassant une certaine valeur, alternant avec des couches de gaz dans lesquelles le champ est trop faible pour produire l'ionisation, rend compte du fait que la distance entre les stries diminue quand la densité du gaz augmente et que la distance entre les stries, dans un tube de section variable, est plus petite dans les parties étroites du tube que dans les parties larges. Le champ élec-

---

[1] VILLARD, *Journal de Physique*, janvier 1900.

SUR

UNE SORTE DE RADIATION FACILEMENT ABSORBABLE

PRODUITE PAR LE CHOC DES RAYONS CATHODIQUES LENTS

ET SUR

UNE THÉORIE DE LA GAINE CATHODIQUE

DE L'ESPACE OBSCUR ET DE LA COLONNE POSITIVE,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. I, 1901, p. 361 à 377.

M. J.-J. Thomson expose d'abord dans cette Note des recherches qu'il avait primitivement entreprises pour essayer de voir si quelque radiation analogue aux rayons Röntgen prend naissance à la surface de la cathode ou de l'anode, c'est-à-dire aux endroits où la décharge passe du gaz au métal.

Il se servait à cet effet d'un tube contenant d'un côté une électrode (disque d'aluminium) et fermé à l'extrémité opposée par une plaque de laiton percée d'ouvertures obturées par une feuille d'aluminium très mince ($0^{cm},00043$). Derrière ces ouvertures se trouvait un disque métallique relié à l'électromètre. Dans certaines circonstances, ce disque, préalablement chargé, se décharge comme il l'aurait fait sous l'influence de rayons Röntgen; de plus, une plaque photographique placée derrière les fenêtres est impressionnée.

Même quand la pression dans le tube est plus grande que dans les tubes à rayons Röntgen, il sort, dans certains cas, par les fenêtres une radiation très absorbable et qui possède des propriétés analogues à celle des précédents. La radiation prend naissance à l'endroit où la gaine cathodique atteint une surface métallique : quand les fenêtres étaient employées comme cathode et que la gaine s'étendait jusqu'à l'anode, la source de ces rayons était l'anode.

Un deuxième tube a été construit de façon que la fenêtre, qui n'était plus employée comme électrode, puisse se déplacer dans la lueur négative, la seconde électrode (anode) étant placée dans un tube latéral. Cet appareil a montré que la radiation qui produit la décharge du disque relié à l'électromètre n'est pas due à la luminosité de la gaine, mais au choc contre les fenêtres des particules électrisées négativement qui viennent de la cathode. De plus, la décharge croît d'abord quand on approche la fenêtre de la cathode, puis diminue rapi-

dement jusqu'à ce qu'elle arrive dans l'espace sombre où cette décharge est pratiquement nulle. Ce dernier phénomène a été étudié d'une manière plus précise à l'aide d'un autre tube dans lequel la fenêtre était pratiquée dans un tube latéral pénétrant dans le tube à décharge et était placée entre une anode et une cathode flottant sur du mercure, cathode dont on pouvait faire varier la distance à la fenêtre en agissant sur le niveau du mercure.

La radiation présentant tous les caractères de rayons Röntgen extraordinairement peu pénétrants, il paraît légitime de supposer qu'ils sont produits par le choc contre la fenêtre des corpuscules de la gaine qui se meuvent relativement lentement. L'intensité de la décharge mesure donc l'énergie de ces corpuscules et les résultats obtenus montrent que cette énergie, petite dans l'espace obscur cathodique, croît rapidement jusqu'à un maximum qui a lieu à la limite de la gaine négative, décroît plus lentement et s'annule pratiquement à la limite positive de cette gaine.

On peut expliquer ces phénomènes en se basant sur le fait que de nouveaux ions peuvent être produits dans le gaz par le choc, contre les molécules du gaz, d'ions mis en mouvement par le champ. L'auteur avait d'ailleurs émis précédemment cette hypothèse (*Phil. Mag.*, t. I, p. 278) qui fut ensuite confirmée par les expériences du professeur Townsend (*Phil. Mag.*, fév. 1901). Ces expériences ont montré que le corpuscule négatif est, dans un champ, un agent d'ionisation plus efficace que l'ion positif.

Ces faits étant établis, le professeur J.-J. Thomson donne une théorie des phénomènes qui se présentent dans les tubes à vide.

Considérons d'abord le nombre d'ions produits par seconde et par unité de volume du gaz. Ces ions sont produits par le choc des corpuscules contre les molécules du gaz et, comme l'ionisation d'une molécule demande une quantité d'énergie finie, si l'énergie des corpuscules n'excède pas une certaine valeur, il n'y aura pas ionisation. Si, au contraire, l'énergie surpasse cette valeur critique, l'ionisation aura lieu pour une certaine fraction du nombre total des collisions, cette fraction augmentant avec l'énergie cinétique que possèdent les particules.

L'énergie cinétique moyenne des corpuscules, quand il n'existe aucun champ, est, en supposant que les corpuscules se comportent comme un gaz, la même que l'énergie cinétique moyenne des molécules d'un gaz quelconque à la même température. Toutefois, dans un champ électrique, les corpuscules, sous l'action de forces de l'ordre de celles qui se présentent dans les tubes à vide, acquièrent des vitesses qui sont grandes par rapport à leur vitesse moyenne en l'absence de champ électrique. De la sorte, dans ces tubes, l'énergie du corpuscule est pratiquement égale à celle qui lui a été communiquée par le champ. Si, maintenant, X est le champ électrique, λ le chemin libre moyen d'un corpuscule, l'énergie cinétique moyenne

acquise par le corpuscule dans le champ électrique sera proportionnelle à $Xe\lambda$, travail qui lui a été communiqué par le champ électrique pendant son libre parcours, e étant la charge électrique du corpuscule. Une certaine fraction du nombre total de collisions conduira à une ionisation, la valeur de cette fraction dépendant de l'énergie cinétique des corpuscules; nous pouvons représenter la valeur de cette fraction par $f(Xe\lambda)$, et tout ce que nous savons dès maintenant sur f est que cette fonction ne peut excéder l'unité, quelque grand que soit $Xe\lambda$ et qu'elle s'annule quand $Xe\lambda$ tombe au-dessous d'une certaine valeur limite.

Si u est la vitesse moyenne d'un corpuscule, $\frac{\lambda}{u}$ sera l'intervalle de temps compris entre deux collisions; chaque corpuscule fait donc $\frac{u}{\lambda}$ collisions par unité de temps, de sorte que, si n est le nombre de corpuscules présents par unité de volume, $\frac{nu}{\lambda}$ sera le nombre total de collisions par unité de volume et par unité de temps. Le nombre d'ions produits par unité de volume et par seconde sera, par conséquent, égal à $\frac{nu}{\lambda}f(Xe\lambda)$.

Les corpuscules viennent finalement se fixer sur les molécules, et perdent ainsi leur mobilité et, au moins en grande partie, leur pouvoir ionisant. Nous supposerons que, pour une certaine fraction du nombre total de collisions, l'effet du choc est de laisser le corpuscule fixé sur la molécule avec laquelle il est entré en collision et de mettre ainsi fin à sa fonction d'agent ionisant.

Soit β la fraction du nombre total de collisions pour lesquelles ceci a lieu : la proportion suivant laquelle les corpuscules disparaissent est, par unité de volume, égale à $\frac{\beta nu}{\lambda}$. La quantité dont s'accroît le nombre des ions par unité de volume est, par conséquent,

$$\frac{nu}{\lambda}[f(Xe\lambda)-\beta].$$

Si nous considérons le cas d'un tube dans lequel les ions se meuvent parallèlement à l'axe des x, nous avons alors, en écrivant l'équation de continuité :

$$\frac{dn}{dt}+\frac{d}{dx}(nu)=\frac{nu}{\lambda}[f(Xe\lambda)-\beta],$$

où x est compté de la cathode à l'anode. Quand la décharge est en régime permanent, $\frac{dn}{dt} = 0$ et l'équation devient

$$(1) \qquad \frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{\lambda}[f(Xe\lambda) - \beta].$$

Intégrant cette équation, nous trouvons

$$\log nu = C + \int \frac{1}{\lambda}[f(Xe\lambda) - \beta]dx,$$

où C est la constante d'intégration. De cette équation, nous pouvons tirer nu quand f, β et la distribution du champ électrique le long du tube sont connus.

Dans une région du tube où les conditions ne changent pas quand on suit la ligne de décharge, $\frac{d(nu)}{dx} = 0$; et, d'après l'équation (1), nous avons dans cette région, $f(Xe\lambda) - \beta = 0$, c'est-à-dire que λ a une valeur définie, déterminée par cette équation; comme β et f ne varient pas avec le courant ou la pression du gaz dans le tube, $X\lambda$ ne dépend ni du courant ni de la pression : X sera donc inversement proportionnel à λ. Comme λ, le chemin libre moyen du corpuscule, est inversement proportionnel à la pression du gaz, il s'ensuit que, dans une région de décharge uniforme, X doit être proportionnel à la pression. Nous avons cette uniformité le long de la ligne de décharge dans le cas de la colonne positive uniforme dans la décharge à basse pression et aussi dans le cas de longues étincelles aux pressions élevées. Les résultats suivants ont été donnés par Skinner (*Phil. Mag.*, déc. 1900) pour le champ le long de la colonne positive dans le cas de la décharge à travers l'azote sous différentes pressions p :

p.	X.	$\frac{X}{p}$.
mm 0,6	27 volts:cm	45
1,0	40 volts:cm	40
1,5	56 volts:cm	38

alors que, pour l'étincelle dans l'air, Liebig trouve :

760	31000 volts:cm	40,8

Ainsi, dans une grande étendue de pression, il n'y a qu'une faible variation de la valeur de $\frac{X}{p}$. La valeur de X dans la colonne positive

uniforme est l'intensité minima du champ qui peut augmenter le nombre des ions dans un gaz à la même pression par la mise en mouvement des ions préexistants. Si nous produisons des ions dans un gaz par les rayons Röntgen, le courant à travers le gaz ne dépassera pas sa valeur de saturation jusqu'à ce que le champ électrique atteigne cette intensité.

Cette condition, $f(Xe\lambda) - \beta = 0$ exprime que chaque corpuscule produit un autre (et seulement un autre) corpuscule avant de disparaître. La condition, $X\lambda = \text{const.}$, implique que, chaque fois qu'une décharge uniforme se produit, l'énergie cinétique que possèdent les corpuscules a une valeur définie, indépendante de la pression du gaz ou du courant qui le traverse.

L'équation différentielle donnant la distribution du champ électrique dans le tube à décharge, quand la décharge ne varie pas avec le temps, peut se trouver comme il suit. Si i est le courant à travers le tube, m le nombre d'ions positifs par unité de volume, v la vitesse de ces ions, on a

$$nu + mv = i.$$

Comme l'énergie cinétique des ions est proportionnelle à $X\lambda$, nous pouvons poser

$$u = k_1\sqrt{X}, \qquad v = k_2\sqrt{X},$$

k_1 et k_2 étant des constantes dépendant de la densité du gaz. Substituant ces valeurs, nous obtenons

$$nk_1 + mk_2 = \frac{i}{\sqrt{X}}, \tag{2}$$

or,

$$\frac{dX}{dx} = -4\pi\rho,$$

ρ étant la densité des charges électriques, c'est-à-dire $\rho = (m - n)e$; le signe moins se trouve dans cette équation parce que nous avons pris comme sens positif des x, celui de la cathode à l'anode, alors que X est compté dans la direction opposée; on a alors

$$n - m = \frac{1}{4\pi e}\frac{dX}{dx}. \tag{3}$$

Des équations (2) et (3), nous tirons

$$n(k_1 + k_2) = \frac{i}{\sqrt{X}} + \frac{k_2}{4\pi e}\frac{dX}{dx},$$

ou

$$(4) \qquad nu = \frac{k_1}{k_1 + k_2} i + \frac{k_1 k_2 \sqrt{X}}{4\pi e (k_1 + k_2)} \frac{dX}{dx}.$$

D'où, d'après l'équation (1),

$$\frac{k_1 k_2}{4\pi e} \frac{2}{3} \frac{d^2 X^{\frac{3}{2}}}{dx^2} = \frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \beta]$$
$$= \left(\frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{\lambda} + \frac{2}{3} \frac{k_1 k_2}{4\pi e \lambda (k_1 + k_2)} \frac{dX^{\frac{3}{2}}}{dx} \right) [f(Xe\lambda) - \beta],$$

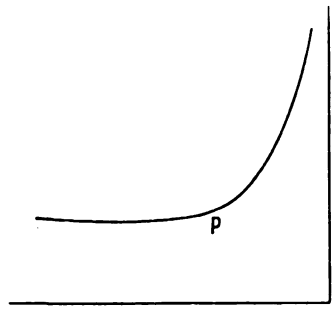
équation différentielle qui détermine X.

Nous voyons d'après cette équation que, lorsque $[f(Xe\lambda) - \beta]$ est positif, c'est-à-dire quand X est plus grand que X_0, valeur qu'il possède dans la colonne positive uniforme, $\frac{d^2 X^{\frac{3}{2}}}{dx^2}$ est positif, c'est-à-dire que la courbe de $X^{\frac{3}{2}}$ est convexe vers l'axe des x, tandis que, lorsque X est plus petit que X_0, elle est concave vers cet axe.

Bien que l'équation différentielle qui donne X soit quelque peu compliquée, nous pouvons cependant, sans grande difficulté, voir quel doit être le caractère général de la distribution du champ électrique le long du tube. Nous pouvons le faire en nous basant sur le fait que la courbe de $X^{\frac{3}{2}}$ doit être convexe ou concave vers l'axe suivant que X est plus grand ou plus petit que X_0 et que le champ électrique croît ou diminue lorsque nous allons vers l'anode, suivant qu'il y a un excès de charges positives ou négatives à l'endroit considéré. Supposons alors que nous ayons au début quelques corpuscules électrisés négativement près de la cathode; sous l'action du champ intense qui existe au voisinage de la cathode, ils acquerront une énergie suffisante pour ioniser le gaz et de nouveaux ions seront produits: les ions négatifs étant alors entraînés par le champ électrique, il y aura un excès d'ions positifs près de la cathode et le champ électrique diminuera lorsque nous nous éloignerons de la cathode. La courbe de $X^{\frac{3}{2}}$ (*fig.* 1) sera convexe vers l'axe des x jusqu'à ce que nous arrivions en P, où X satisfait à l'équation $f(Xe\lambda) - \beta = 0$, c'est-à-dire jusqu'à ce que $X = X_0$; en P, la courbure change et deux cas sont à considérer. Dans le premier cas, la tangente à la courbe est horizontale et le reste de la courbe sera la ligne horizontale passant par

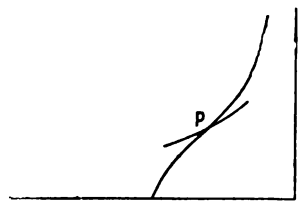
P; cette portion rectiligne de la courbe correspond à la colonne positive uniforme et ce cas est celui d'une colonne positive uniforme s'étendant directement jusqu'à la gaine cathodique sans espace

Fig. 1.



obscur de Faraday. Le second cas (*fig.* 2) est celui où la tangente en P n'est pas horizontale : ici la courbe doit couper la tangente en P,

Fig. 2.



devenant concave vers l'axe des x et, finalement, atteignant cet axe. Toutefois, nos équations ne sont plus vraies quand X est très petit, car nous avons supposé que le champ est assez intense pour que l'énergie cinétique communiquée aux corpuscules par le champ soit grande par rapport à l'énergie qu'ils posséderaient à la même température s'ils n'étaient soumis à aucune force électrique ; nous ne sommes donc pas libres de prolonger la courbe dans la région des champs électriques très petits.

Les phénomènes au voisinage de la cathode, sont probablement compliqués en pratique par l'action des « Entladungstrahlen », découverts par E. Wiedemann, qui sont émis par la gaine cathodique et, en réalité, par toutes les parties lumineuses de la décharge. J'ai montré que ces rayons ont le pouvoir d'ioniser le gaz qu'ils traversent. Ces rayons augmenteraient par conséquent l'ionisation du gaz et maintien-

draient la courbe de $X^{\frac{3}{2}}$ convexe vers l'axe même si le champ tombait au-dessous de la valeur de X_0 : nous pourrions alors, par suite de l'influence de ces rayons, obtenir une courbe telle que celle de la figure 3, et elle paraît ressembler plus exactement que celle de la

Fig. 3.

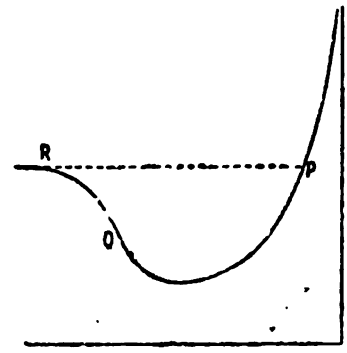
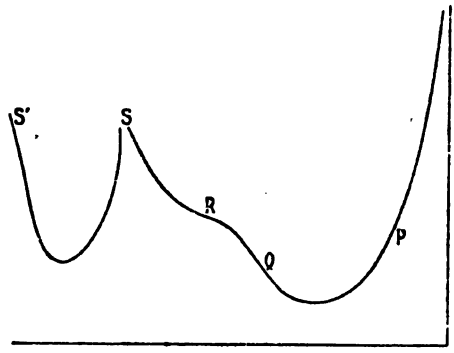


figure 2 à la distribution du champ électrique observée par Graham (*Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 49) au voisinage de la cathode. L'intensité de ces rayons diminuera quand nous nous éloignerons de la cathode et nous atteindrons tôt ou tard un endroit Q (*fig.* 3), où la production surpasse la recombinaison; en ce point, la courbe devient concave vers l'axe et continue ainsi jusqu'à ce que X atteigne de nouveau la valeur X_0 en R. Ici encore il y a deux cas à considérer : 1° La tangente en R est horizontale et, dans ce cas, le reste de la courbe est la droite horizontale passant par R : c'est le cas d'une colonne positive uniforme séparée de la gaine par l'espace obscur de Faraday. L'autre cas se présente quand la tangente en R n'est pas horizontale; la courbe coupe alors la tangente, devient convexe vers l'axe et X continue à augmenter quand nous approchons de l'anode. Après passage en R, $f(Xe\lambda) - \beta$ est toujours positif et, d'après l'équation (1), nu croît continuellement, plus rapidement qu'en progression géométrique quand nous allons vers l'anode. D'autre part, quand la décharge est en régime permanent, $nu + mv = i$, et nu ne peut excéder i. Dès lors, dans le cas où la courbe s'élève à partir de R, il doit y avoir finalement instabilité, ou au moins variation du régime; ceci arrivera quand le champ atteindra une valeur telle que $nu = i$, ou, d'après l'équation (4), quand

$$\frac{4\pi e}{k_1} i = \frac{2}{3} \frac{dX^{\frac{3}{2}}}{dx},$$

ce qui arrive quand la tangente à la courbe $X^{\frac{3}{2}}$ fait un certain angle avec l'axe des x. Pour les valeurs de X plus grandes que celle-ci, nu serait plus grand que i et le courant ne resterait pas longtemps en régime permanent. Soit S (*fig.* 4) le point où $nu = i$; puisque alors l'électricité négative est entraînée hors de la région comprise entre S et la cathode plus vite qu'il n'en arrive, il y aura bientôt un

Fig. 4.



excès d'électricité positive derrière S, ce qui fera diminuer le champ entre S et l'anode, de sorte que la courbe de X au delà de S sera analogue à celle de la figure 4 (elle représente le champ moyen, car, d'après le raisonnement précédent, il doit varier quelque peu avec le temps); cette branche de courbe ne peut s'étendre que jusqu'en S' où, de nouveau,

$$\frac{4\pi e}{k_1} i = \frac{2}{3} \frac{dX^{\frac{3}{2}}}{dx}$$

et sera suivie d'autres branches semblables. De la sorte, le champ électrique moyen dans la colonne positive sera représenté par une courbe qui présente des fluctuations; ceci se produit, comme Graham et Wilson l'ont montré, dans le cas où la colonne est striée.

Espace obscur cathodique. — L'énergie communiquée par les corpuscules au gaz à travers lequel ils se meuvent, sera proportionnelle au produit du nombre des collisions entre les corpuscules et les molécules par l'énergie cinétique d'un corpuscule. Nous avons vu que le nombre des collisons est $\frac{nu}{\lambda}$, de sorte que l'énergie fournie aux molécules par les corpuscules est proportionnelle à nuX. D'après nos con-

sidérations, n est très petit au voisinage de la cathode alors que $u\mathrm{X}$ est très petit dans la région Q (*fig.* 4). Ce produit serait donc petit au voisinage de la cathode ainsi que de l'autre côté de la gaine. Si donc nous prenons la luminosité de la gaine comme mesure de l'énergie communiquée par les corpuscules aux molécules du gaz, la luminosité sera faible près de la cathode (d'où l'espace obscur), atteindra un maximum (à la limite lumineuse de l'espace obscur), et diminuera ensuite à travers la gaine. L'obscurité au voisinage de la cathode s'exagérerait si la pression autour de la cathode était plus faible que dans le reste du tube. Je pense qu'il semble assez évident que c'est le cas et j'espère revenir sur ce point à la prochaine occasion.

Chute de potentiel à l'anode. — Quand nous avons une colonne positive uniforme, le champ électrique est constant tout le long de cette colonne et il y a par conséquent autant d'ions positifs que de négatifs dans cette région; donc, le nombre des ions positifs qui traversent le tube, allant de l'anode à la cathode par unité de temps, est

$$\frac{k_2}{k_1+k_2}i.$$

Les ions qui traversent une section P ont été produits entre P et l'anode. Si ces ions ont été produits par les chocs des corpuscules, le nombre des ions produits par unité de temps est

$$\int \frac{nu}{\lambda} f(\mathrm{X}e\lambda)\,dx,$$

l'intégration s'étendant à l'espace compris entre l'anode et P, de sorte que

$$\int \frac{nu}{\lambda} f(\mathrm{X}e\lambda)\,dx \geqq \frac{k_2}{k_1+k_2}i.$$

nu n'est pas plus grand que i, d'où

$$\int \frac{1}{\lambda} f(\mathrm{X}e\lambda)\,dx \geqq \frac{k_2}{k_1+k_2}.$$

Supposons par exemple $f(\mathrm{X}e\lambda) = \mathrm{AX}e\lambda$, A étant une constante, l'équation devient alors

$$\mathrm{A}e\mathrm{V} \geqq \frac{k_2}{k_1+k_2},$$

V étant la différence de potentiel entre l'anode et P.

D'après cela, nous voyons qu'il doit y avoir une différence de potentiel finie entre l'anode et le point le plus voisin de la colonne positive pour lequel le champ électrique est constant. Une telle chute de potentiel a été observée par Skinner et nous espérons revenir, dans une prochaine Note, sur la comparaison des résultats de cette théorie avec ceux des expériences de Skinner, ainsi que sur l'explication, par une méthode analogue, de la chute de potentiel à la cathode.

SUR LA CHARGE ÉLECTRIQUE TRANSPORTÉE PAR UN ION GAZEUX,

PAR J.-J. THOMSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Philosophical Magazine, 6e série, t. V, 1903, p. 346-355.

Rappel d'expériences anciennes (1). La méthode, qui consiste à mesurer le nombre des ions captés par une détente dans un gaz humide et le courant qui traverse le gaz soumis à un champ électrique, a été reprise avec des perfectionnements importants; on a substitué aux rayons Röntgen, comme moyen d'ionisation, le radium, beaucoup plus constant; on a employé l'électromètre de Dolezalek, dont la sensibilité est telle (20000 divisions par volt au lieu de 50 avec l'appareil précédemment utilisé) qu'il permet une mesure beaucoup plus exacte des courants d'ionisation, malgré le désavantage que lui donne sa grande capacité.

Le désir d'accroître notre connaissance des lois qui régissent le dépôt du nuage autour des ions chargés est la principale raison qui m'a poussé à répéter ces expériences. La condensation est obtenue en refroidissant l'air par une détente soudaine. J'avais remarqué, dans mes anciennes expériences, que, si l'on augmentait la détente de manière à rendre $\frac{v_2}{v_1}$ supérieur à 1,3, le nombre des gouttes du nuage augmentait notablement. M. C.-T.-R. Wilson, qui a fait une étude systématique de l'efficacité relative des ions positifs et négatifs comme noyaux de condensation (1), a obtenu les résultats suivants : tandis qu'un nuage commence à se déposer autour des ions négatifs avec une détente égale à 1,25, c'est seulement lorsqu'elle atteint 1,31 que les

(1) Ce volume, p. 802.

(1) *Phil. Trans.*, t. CXCIII, p. 289. *Voir* aussi ce Volume.

ions positifs sont captés par le nuage; le nombre des particules d'eau correspondant aux détentes les plus fortes, qui captent à la fois les ions des deux signes, devrait alors être deux fois plus grand qu'avec les détentes les plus faibles, qui captent seulement les ions négatifs. Dans mes premières expériences l'augmentation du nombre des particules avec les fortes détentes, bien que marqué, n'était pas aussi grand, ce qui porte à conclure que tous les ions positifs ne sont pas captés par les détentes plus fortes.

Puisque l'humidité commence à se déposer d'abord sur les ions négatifs, il est évident que, sauf dans le cas d'une détente très rapide, les gouttes formées au début autour des ions négatifs auront le temps de croître et de former des noyaux aptes à provoquer une condensation ultérieure; de sorte que, quand la détente augmentera, l'humidité tendra à se déposer sur les gouttes déjà présentes, plutôt qu'à en former de nouvelles autour des ions positifs. Donc, avec des détentes lentes, nous devons nous attendre à avoir un nombre de gouttes plus voisin de celui des ions négatifs que du nombre total des ions des deux signes.

Les résultats des expériences actuelles montrent qu'il en était bien ainsi avec les détentes employées dans les premières expériences. La valeur de n obtenue dans ces expériences n'était que peu supérieure au nombre des ions négatifs; comme ne est la quantité déterminée par les expériences électriques, il en résultait pour e une valeur à peu près double de sa valeur réelle.

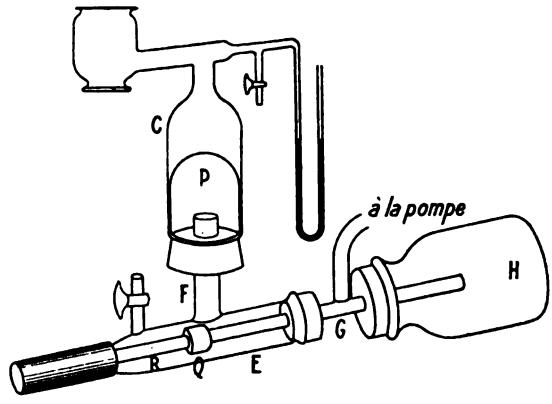
Les résultats des expériences faites par M. C.-T.-R. Wilson donnent le moyen de reconnaître si la détente est assez rapide pour capter aussi bien les ions positifs que les ions négatifs; car, si nous déterminons d'abord le nombre de gouttes du nuage quand la détente est inférieure à 1,31, puis de nouveau pour des détentes beaucoup plus fortes, et si nous trouvons que le dernier est double du premier, nous pourrons être sûrs que la détente la plus forte a été assez rapide pour capter tous les ions. Ce moyen de contrôle a été appliqué aux expériences décrites dans le présent Mémoire.

L'appareil producteur du nuage était du type employé par M. Wilson (*fig.* 1, p. 808).

Pour rendre la détente suffisamment rapide on avait fait le piston P en verre très léger. On vidait le flacon H jusqu'à ce que la pression y fût seulement un peu supérieure à la pression de la vapeur d'eau, et l'on avait spécialement pris soin que tous les tubes à travers lesquels l'air avait à se précipiter pendant la détente fussent d'un diamètre aussi

grand que possible et sans étranglement; on a trouvé qu'avec l ces précautions la détente était assez rapide pour capter tous le

Fig. 1.



P, tube piston dont la base reste toujours dans la couche d'eau recouvrant le f tube;

Q, obturateur de caoutchouc fermant l'extrémité du tube G, et pouvant être dement tiré au moyen de la tige R.

positifs. C'est ce que montrent les résultats suivants, pris c exemples de ceux qu'ont donnés un grand nombre d'expérience

Ionisation produite par un échantillon de radium A *placé à* 10^{cm} *dessus du plafond du récipient dans lequel se forme le nuage. — Pr baromètrique* 768^{mm}; *température* 19°,5.

Détente.	Temps mis par les gouttes du nuage à tomber de 1^{cm}.	Nombre de gouttes du nuage par cm^3, rapporté au volume du gaz avant la détente.
	s	
1,346	9,7	6,6 $\times 10^4$
1,333	9,8	6,7 $\times 10^4$
1,32	9,1	5,7 $\times 10^4$
1,31	8,25	4,8 $\times 10^4$
1,29	7,1	3,6 $\times 10^4$
1,28	7,12	3,6 $\times 10^4$
1,27	7	3,55 $\times 10^4$
1,257	6,5	2,9 $\times 10^4$

On voit donc que, si la détente est supérieure à 1,33, sa gra

n'influe pas sur le nombre des noyaux saisis par le nuage. Quand elle est comprise entre 1,33 et 1,29 ce nombre diminue, jusqu'à ce que pour une détente de 1,29 il devienne seulement la moitié de celui qui correspond aux détentes supérieures. Il reste alors indépendant de la grandeur de la détente jusqu'à ce que celle-ci tombe à 1,27; pour les détentes inférieures le nombre des noyaux saisis diminue rapidement avec la grandeur de la détente. Nous en concluons que, si la détente est supérieure à 1,33, le nuage saisit aussi bien les ions positifs que les ions négatifs; si elle est comprise entre 1,33 et 1,29, il saisit quelques-uns des ions positifs et tous les ions négatifs; de 1,29 à 1,27, il capte tous les ions négatifs et pas un seul ion positif, et au-dessous de 1,27 une partie seulement des ions négatifs.

On a calculé de la manière suivante les nombres de la troisième colonne du Tableau précédent : soient q le volume d'eau condensé par la détente par unité de volume du gaz détendu (calculé par la méthode donnée dans le Mémoire antérieur) [1]; n' le nombre de gouttes par unité de volume du gaz détendu; a le rayon de ces gouttes; on a

$$q = n' \frac{4}{3} \pi a^3;$$

v désignant la vitesse de chute des gouttes, on a

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\mu},$$

où μ représente le coefficient de viscosité du gaz. Dans le cas de l'air μ est égal à $1,8 \times 10^{-4}$; v est alors égal à $121 \times 10^4 \times a^2$, d'où

$$n' = \frac{3q}{4\pi} \times 1331 \times 10^6 \times v^{-\frac{3}{2}}.$$

Le nombre de gouttes par unité de volume du gaz avant la détente est égal au produit de n' par la détente. On mesurait la vitesse de chute en déterminant les temps mis par la face supérieure du nuage à descendre successivement de 2^{cm}. Avec les gouttes que j'utilisais ces temps étaient très approximativement égaux l'un à l'autre; avec des nuages formés de gouttelettes très fines tombant lentement, le temps mis à parcourir le second centimètre est souvent beaucoup plus grand que pour le premier, à cause de la diminution de grosseur des gouttes par évaporation.

---

[1] Ce Volume, p. 812.

Pour faciliter la mesure de la vitesse, on avait tendu de soie noire humide l'intérieur de la chambre à condensation, ne laissant qu'une fente étroite pour observer le nuage. Le fond de la chambre était formé d'une plaque de verre, et le brouillard était éclairé par un faisceau lumineux vertical réfléchi par un miroir. Le plafond de la chambre était fait d'une feuille d'aluminium de $0^{mm},3$ d'épaisseur, que pouvaient traverser les rayons du radium. On a employé deux échantillons de radium : l'un, désigné par B, était placé à 15^{cm} au-dessus du toit de la chambre, l'autre A (plus faible), à 10^{cm}. Le radium était répandu sur des surfaces de $7^{cm} \times 5^{cm}$, et tenu en place par une mince feuille de mica.

La partie électrique de l'appareil comprenait un condensateur à anneau de garde, dont la partie supérieure était un disque d'aluminium de même épaisseur que celui qui formait le toit de la chambre à condensation, et découpé dans la même feuille; la partie inférieure était un disque d'aluminium de $2^{cm},47$ de rayon dans une pièce d'appareil, de $4^{cm},55$ dans une autre, entouré d'un anneau de garde également en aluminium; la distance entre les plaques du condensateur était de 1^{mm}. Le radium était placé au-dessus de la plaque supérieure et à la même distance que dans les expériences de condensation de brouillards, c'est-à-dire A à 10^{cm}, et B à 15^{cm} au-dessus. Le disque inférieur était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre de Dolezalek, le fil de communication passant à travers un tube métallique relié au sol. Le radium était entouré de protecteurs en plomb destinés à limiter sa radiation au voisinage du condensateur. Le radium, le condensateur à anneau de garde et un second condensateur destiné à mesurer la capacité du système étaient placés à l'intérieur d'une boîte à revêtement métallique. La plaque supérieure du condensateur était maintenue à un potentiel constant; la plaque inférieure, reliée à l'électromètre, était d'abord mise au sol. Quand on isolait la plaque, un courant électrique passait entre les plaques à travers l'air ionisé par le radium; le courant chargeait l'électromètre, et l'aiguille déviait. Connaissant la déviation produite dans un temps donné, on pouvait calculer la quantité d'électricité reçue par la plaque inférieure pendant ce temps, à la condition de connaître la capacité de l'électromètre et des connexions.

Si l'on appelle u la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs dans le champ électrique appliqué à l'air entre les plaques, n le nombre des ions (positifs et négatifs) par centimètre cube dans cet air, e la charge d'un ion, A l'aire de la plaque inférieure, la quantité

l'électricité reçue par la plaque inférieure dans l'unité de temps est $neu\mathrm{A}$. Si C désigne la capacité de l'électromètre et des connexions, cette quantité d'électricité produira entre les quadrants une différence de potentiel de $\frac{neu\mathrm{A}}{\mathrm{C}}$, à laquelle la déviation de l'électromètre sera proportionnelle; pour déduire de la lecture de l'électromètre la valeur de ne, il faut connaître la valeur de C. On la déterminait en reliant à la plaque inférieure du condensateur un autre condensateur de capacité C′ et mesurant de nouveau la différence de potentiel entre les plaques après avoir laissé passer le courant pendant 1 seconde. Elle est égale à $\frac{neu\mathrm{A}}{\mathrm{C}+\mathrm{C}'}$; si donc δ_1 et δ_2 sont les déviations de l'électromètre avant et après l'adjonction de C′, on a

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\mathrm{C}+\mathrm{C}'}{\mathrm{C}},$$

$$\mathrm{C} = \frac{\delta_2 \mathrm{C}'}{\delta_1 - \delta_2}.$$

La capacité effective de l'électromètre de Dolezalek dépend principalement de la charge de l'aiguille, et peut par conséquent beaucoup varier d'un moment à l'autre; ainsi, dans ces expériences, C a varié de 200^{cm} à 900^{cm}; il est donc très nécessaire de mesurer sa valeur pour chaque observation. Dans ce but, on faisait par exemple six lectures consécutives sans le condensateur C′, dont la capacité était 0,001 microfarad (dans trois de ces lectures la plaque supérieure avait un potentiel plus élevé que la plaque inférieure; dans les trois autres le sens de la différence de potentiel était renversé); on faisait ensuite six lectures avec le condensateur, puis six sans lui.

La grande capacité effective de l'électromètre de Dolezalek le rend moins sensible pour la mesure des faibles quantités d'électricité que pour celle des différences de potentiel.

La valeur de n, dans les expériences électriques, représente le nombre d'ions par centimètre cube de gaz quand il est soumis au champ électrique; dans les expériences de condensation la valeur trouvée pour n correspond à l'absence de champ électrique. Le champ tend à chasser les ions hors du gaz, de sorte que leur nombre dans un champ électrique doit être moindre; quand le champ est très intense la différence est très marquée, mais avec le faible champ employé dans les expériences (environ $\frac{1}{3}$ de volt par centimètre), elle est inappréciable; on peut s'assurer que le champ est assez faible pour réaliser coup sûr cette condition en mesurant le courant pour des valeurs

différentes de la différence de potentiel; puisque la vitesse u de l'ion est proportionnelle à la force électrique, la proportionnalité de la déviation de l'électromètre à cette force montrera que n est constant, c'est-à-dire n'est pas modifié par la force. On réduisait cette dernière à la moitié de sa valeur, soit $\frac{1}{6}$ de volt par centimètre, et l'on déterminait de nouveau les déviations de l'électromètre; comme on trouvait qu'elles avaient également diminué de moitié, on concluait qu'avec les faibles champs employés dans ces expériences la valeur de n était sensiblement la même que sans champ.

Pour savoir si l'ionisation secondaire due à l'action de la radiation sur l'aluminium était appréciable, on répéta l'expérience en couvrant la plaque inférieure de papier de soie humide. Les résultats trouvés furent les mêmes.

Les Tableaux suivants se rapportent à des expériences faites pour déterminer le nombre d'ions par centimètre cube produits : 1° par un échantillon de radium A placé à 10^{cm} au-dessus du toit de la chambre à condensation, et 2° par un autre échantillon B placé à 15^{cm} au-dessus. Le premier Tableau contient les nombres d'ions positifs et négatifs captés par des détentes supérieures à 1,33; le deuxième, le nombre des ions négatifs captés par des détentes inférieures à 1,33.

Si l'on prend la moyenne des résultats, on voit que le radium A produit à 10^{cm} de distance $6,25 \times 10^4$ ions par centimètre cube, tandis que le radium B en produit $16,75 \times 10^4$.

Détentes supérieures à 1,33.

Pression atmosphérique.	Température.	Différence de pression avant et après détente.	Détente.	Temps mis par le nuage à tomber de 1cm. Radium A.	Radium B.	Ions par centimètre cube. Radium A.	Radium
mm	°			s	s		
773	19,5	193	1,343	9,65	18,6	$6,3 \times 10^4$	17 ×
753	19	185	1,335	10	"	$6,65 \times 10^4$	"
749,5	19	184	1,336	10,25	"	$6,8 \times 10^4$	"
761	19	185	1,33	10	18,25	$6,66 \times 10^4$	16,3 ×
772	19	193	1,343	9,5	17,25	$6,3 \times 10^4$	15,5 ×
768	19,5	193	1,344	9,75	18,5	$6,4 \times 10^4$	16,9 ×
				Moyenne.....		$6,5 \times 10^4$	16,42 ×

Détentes inférieures à 1,33.

Température.	Différence de pression avant et après détente.	Détente.	Temps mis par le nuage à tomber de 1cm. Radium A.	Radium B.	Ions négatifs par centimètre cube. Radium A.	Radium B.
°			s	s		
19,5	163	1,277	7	13	$3,3 \times 10^4$	$8,6 \times 10^4$
19,5	163	1,276	6	13,5	$2,5 \times 10^4$	$8,9 \times 10^4$
19	167	1,28	7,125	12,5	$3,3 \times 10^4$	$8,2 \times 10^4$
			Moyenne.....		$3,0 \times 10^4$	$8,5 \times 10^4$

Le Tableau suivant donne les résultats de la détermination du produit ne du nombre n des ions par centimètre cube par la charge électrique e d'un ion en U.E.S. : D est la déviation de l'électromètre en divisions de l'échelle pour une différence de potentiel de 1 volt, C la capacité de l'électromètre et des connexions; δ_1 est la moyenne des déviations positives et négatives observées en 1 minute quand il y avait entre les plaques du condensateur une différence de potentiel de $\frac{1}{3}$ de volt, le gaz étant exposé au rayonnement du radium A à 10^{cm}; δ_2 est la même quantité relative au radium B à 15^{cm}. Les valeurs de ne sont obtenues comme il suit : soient A la surface de la plaque reliée à l'électromètre, u la vitesse moyenne des ions positifs et négatifs sous un champ de 1 volt par centimètre; la quantité d'électricité communiquée à cette plaque dans l'unité de temps sous $\frac{1}{3}$ de volt par centimètre est égale à $\frac{1}{3} neu\,A$, et détermine entre les plaques une différence de potentiel de $\frac{1}{3}\frac{neu\,A}{C}$ unités E.S.; la différence de potentiel en volts est donc $\frac{\delta_1}{60\,D}$, d'où

$$\frac{1}{3}\frac{neu\,A}{C} = \frac{\delta_1}{60\,D} \times \frac{1}{300}.$$

D'après les expériences de Zeleny, u est égal à $1^{cm},4$ pour l'air humide, la surface A étant $19^{cm^2},1$; on a les données nécessaires à la détermination de ne.

D.	C.	δ_1.	δ_2.	ne pour le radium A.	ne pour le radium B.
7400	483	63	170	$25,2 \times 10^{-6}$	68×10^{-6}
6550	640	30	"	$20,7 \times 10^{-6}$	"
7600	900	25,5	71,5	19×10^{-6}	53×10^{-6}
8800	930	28	78	$18,5 \times 10^{-6}$	52×10^{-6}
			Moyenne.....	$20,8 \times 10^{-6}$	$57,6 \times 10^{-6}$

Donc, puisque pour le radium A on a $ne = 20,8 \times 10^{-6}$ e $n = 6,25 \times 10^{1}$, la valeur de e est $3,3 \times 10^{-10}$.

Pour le radium B, $ne = 57,6 \times 10^{-6}$ et $n = 16,75 \times 10^{1}$, donc $e = 3,5 \times 10^{-10}$.

La moyenne de ces valeurs donne comme charge de l'ion gazeux $\mathbf{3,4 \times 10^{-10}}$ U.E.S. Ce n'est que la moitié environ de la valeur $6,5 \times 10^{10}$ trouvée dans les expériences anciennes. La différence, comme je l'ai déjà expliqué, est due à ce que dans ces dernières les détentes ne saisissaient pratiquement que les ions négatifs; cela donnait pour n une valeur un peu supérieure à la moitié de sa valeur réelle, et pour e une valeur deux fois trop grande.

Connaissant e, on en peut déduire de suite le nombre des molécules par centimètre cube de gaz à 0° et 760^{mm}. Si, en effet, N désigne ce nombre, on a, e étant égal à la charge de l'ion hydrogène dans l'électrolyse,

$$Ne = 1,22 \times 10^{10},$$

et, puisque $e = 3,4 \times 10^{-10}$, $N = 3,6 \times 10^{19}$.

Ce nombre est bien compris entre les limites des diverses déterminations faites par les méthodes de la théorie cinétique. La méthode précédente a l'avantage de ne pas exiger la connaissance de la forme des molécules, et de n'impliquer aucune hypothèse sur la nature des effets produits par la collision de deux molécules.

CONDUCTIBILITÉ PRODUITE DANS LES GAZ

PAR LES CHOCS DES IONS CHARGÉS NÉGATIVEMENT,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. I, 1901, p. 198 à 227.

1. Dans une Note publiée dans *Nature* (Vol. LXII, 9 août 1900) j'ai décrit brièvement quelques expériences qui montrent que les ions chargés négativement peuvent produire d'autres ions en se déplaçant à travers un gaz, bien que le champ qui agit sur eux soit très petit par rapport au champ nécessaire pour produire les décharges qu'on observe d'ordinaire dans les tubes à vide ou les étincelles. La présente Note contient un exposé plus complet des principales expériences et de quelques recherches basées sur la théorie à laquelle m'ont conduit les résultats expérimentaux.

Dans toutes les expériences que nous allons décrire ici, un certain nombre d'ions sont produits dans le gaz par quelque source extérieure, telle que rayons Röntgen ou Becquerel. La conductibilité produite par ces rayons a été étudiée par divers physiciens, qui ont trouvé qu'elle tend vers un maximum quand le champ électrique augmente. Ainsi, dans la Note qu'ils ont publiée sur ce sujet, les professeurs J.-J. Thomson et E. Rutherford [1] ont établi que, « pour une intensité donnée de la radiation, le courant à travers le gaz ne dépasse pas une certaine valeur maxima, quelle que soit la force électromotrice ».

De nombreuses expériences ont été faites également avec des électrodes de différentes formes, et ont montré que la conductibilité ne change pas quand on renverse le champ.

[1] Professeurs J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, novembre 1896.

D'après les expériences décrites dans la présente Note, on verra que la relation entre le courant et la force électromotrice ne présente plus ces propriétés quand la conductibilité est produite dans un gaz à basse pression. Il n'existe ni pression ni force électromotrice critiques pour lesquelles une discontinuité se présente, et, quand on réduit la pression, la relation entre le courant et la force électromotrice perd graduellement les caractères simples qu'elle possédait aux pressions élevées.

Aux basses pressions, on peut considérer le courant comme passant par trois phases quand on augmente la force électromotrice. Dans la première phase, le courant croît avec la force électromotrice; dans la deuxième, le courant reste pratiquement constant et présente seulement de petites variations pour des variations relativement grandes de la force électromotrice; dans la troisième, le courant croît rapidement avec la force électromotrice. De plus, avec des électrodes de certaines formes, on peut avoir une grande différence de conductibilité en renversant la force électromotrice. Ceci est particulièrement notable quand le courant passe entre deux électrodes dont l'une entoure l'autre; mais, quand on emploie des plateaux parallèles, la conductibilité présente seulement de faibles changements lorsqu'on inverse le champ. Dans ce dernier cas, il n'y aurait aucun changement si les plateaux étaient de même métal. Nous commencerons donc par décrire la nature de la conductibilité entre deux plateaux parallèles dans un gaz à basse pression.

2. L'appareil employé pour ces recherches est représenté par la figure 1. Il consistait en deux plateaux parallèles placés à l'intérieur d'un récipient étanche en relation avec une pompe de Töpler. Le plateau inférieur était une épaisse plaque de zinc percée d'une fenêtre circulaire W couverte d'un disque d'aluminium mince, le joint entre le zinc et l'aluminium étant mastiqué avec de la glu élastique pour en assurer l'étanchéité.

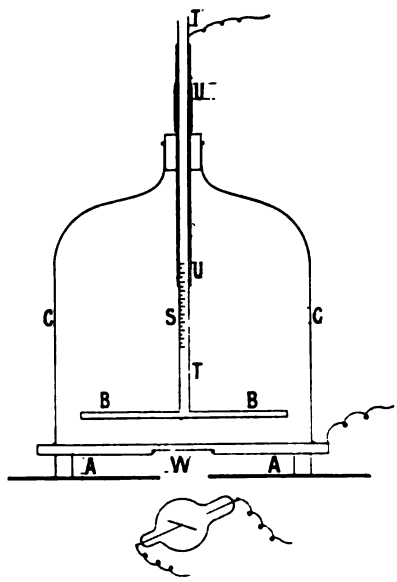
Une feuille d'aluminium fut étendue sur la surface du plateau de zinc pour que la surface en regard du plateau de laiton mobile B soit plane. Le tube T, par lequel on faisait le vide dans l'appareil, était soudé au dos du plateau de laiton.

Le plateau B avait 10^{cm} de diamètre et l'ouverture circulaire avait 4^{cm} de diamètre.

La tubulure de la cloche de verre C couvrant l'appareil était fermée par un bouchon d'ébonite traversé par un tube de laiton U et l'on

rendit étanche le joint entre le tube et l'ébonite. Le tube T rentrait exactement dans le tube U et pouvait y glisser verticalement, ce qui permettait de faire varier la distance entre les plateaux; une échelle S,

Fig. 1.



gravée sur le tube T, permettait de déterminer la distance entre les plateaux. Un morceau de tube de caoutchouc était disposé en haut du tube U et empêchait l'air de rentrer dans l'appareil en passant entre les deux tubes.

La pression du gaz à l'intérieur de l'appareil était mesurée avec une jauge de Mac Leod.

Les connexions électriques étaient faites à la manière habituelle. Le plateau de zinc A, supporté par des cales d'ébonite, était relié à l'une des extrémités d'une batterie d'accumulateurs dont l'autre extrémité était au sol. Le plateau supérieur B était relié par l'intermédiaire du tube T à l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire de quadrants et la cage étaient au sol. Le fil reliant le tube T aux quadrants passait au centre d'un tube de laiton relié au sol formant écran pour le fil.

Des bandes de papier d'étain, collées autour de la cloche de verre C, intérieurement et extérieurement, étaient maintenues au potentiel zéro par des connexions avec le sol. Le bord inférieur des

bandes était à 2^{cm} du plateau de zinc, de telle sorte qu'aucune charge ne pouvait fuir du plateau A sur la surface du verre et par suite influencer le potentiel du plateau supérieur et du tube T.

Les cales d'ébonite supportant l'appareil reposaient sur une boîte recouverte de plomb, contenant un tube focus à rayons de Röntgen et une bobine de Ruhmkorff. Une ouverture circulaire était percée dans le plomb et le tube placé de façon que l'anode de platine soit sur la verticale du centre de l'ouverture.

Les rayons traversaient l'espace compris entre les deux plateaux au-dessus de la fenêtre d'aluminium, et le disque isolé B, en laiton épais, empêchait la radiation de pénétrer dans la partie supérieure de l'appareil. En même temps le plateau de laiton donnait une radiation secondaire qui augmentait considérablement l'ionisation entre les plateaux.

3. Les expériences furent conduites de la manière suivante : le fil reliant le plateau supérieur aux quadrants était mis au sol et le plateau inférieur était porté au potentiel voulu; le plateau supérieur était alors isolé. On observait la déviation produite par les rayons agissant pendant 10 secondes. L'électromètre ne présentait aucune fuite avant le fonctionnement du tube et, après l'arrêt des rayons, la déviation de l'électromètre restait parfaitement fixe, ce qui indiquait que le courant ne continuait pas à passer lorsque les rayons avaient cessé d'agir.

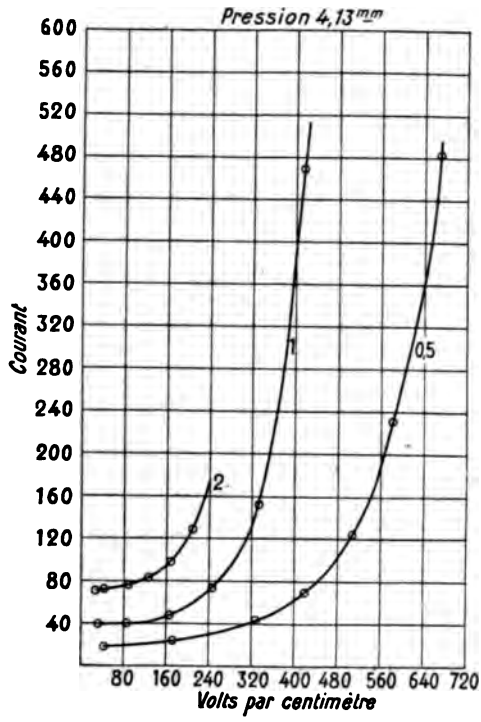
La relation entre le courant et le champ électrique fut alors déterminée pour différentes pressions et les nombres obtenus sont représentés graphiquement dans les figures 2 et 3 (¹). Le courant varie légèrement quand on renverse le champ : c'est la moyenne des deux courants obtenus qui est représentée sur les courbes. La différence de conductibilité, généralement faible, aurait pu être supprimée par l'emploi de deux plateaux d'aluminium, mais l'avantage qu'on en aurait alors tiré n'aurait pas compensé la diminution de conductibilité provenant du grand effet secondaire dû au laiton. ....

Trois séries d'observations ont été faites à chaque pression pour des distances de $0^{cm},5$, 1^{cm} et 2^{cm} entre les plateaux. Les courbes correspondant à ces distances sont marquées respectivement 0,5, 1 et 2. Les champs X sont donnés en volts par centimètre [(potentiel de A) : (distance des plateaux)]. L'unité de courant est de $1,4 \times 10^{-13}$ am-

(¹) Figures 2 et 6 du Mémoire.

père. Les courbes n'ont pas été tracées à partir de l'origine, car nous ne considérons, pour le moment, que la relation entre le courant et le champ électrique quand la différence de potentiel entre les électrodes dépasse 10 à 20 volts. Les courbes montrent que le courant

Fig. 2.



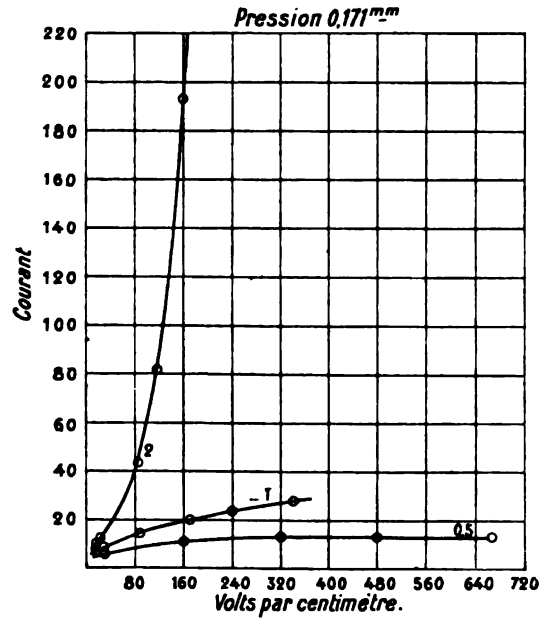
croît, quelquefois très rapidement, lorsqu'on a dépassé la seconde période (au sujet de laquelle j'ai donné des références).

Ces résultats expérimentaux s'expliquent complètement si nous remarquons que tous les ions produits par les rayons, y compris les rayons secondaires, sont recueillis par les électrodes quand le champ est petit (et le courant ne dépend pas pratiquement du champ), et que les ions négatifs en produisent d'autres, par collision avec les molécules du gaz, quand le champ augmente ; les nouveaux ions négatifs ainsi produits ayant la même propriété que les ions négatifs initialement produits par le rayonnement.

Si les deux espèces d'ions, positifs et négatifs, en produisaient d'autres à la suite de leurs chocs avec les molécules, il est évident

que le courant ne cesserait pas quand on supprime les rayons. Nous devons donc attribuer l'augmentation de conductibilité aux ions d'une seule espèce; et l'on peut montrer clairement par des expériences, faites en plaçant l'une des électrodes à l'intérieur de l'autre, que ce

Fig. 3.



sont les ions négatifs qui produisent la grande augmentation de conductibilité observée ([1]).

4. Le premier pas à faire vers une explication de ces résultats est de chercher, d'après les courbes, le nombre α d'ions d'une seule espèce qu'un ion négatif produit en se déplaçant sous l'influence d'un champ électrique à travers 1^{cm} de gaz. Le nombre d'ions positifs qui sont produits est égal au nombre d'ions négatifs, de sorte que, dans ce qui va suivre, nous n'aurons besoin de considérer que le nombre d'ions négatifs, sous-entendant que lorsqu'un ion négatif est produit un ion positif est aussi produit.

Supposons qu'un champ X agisse sur N_0 ions négatifs dans un gaz à la pression p et à la température t. Soit N le nombre total

([1]) *Voir* le Mémoire ultérieur de P.-J. Kirkby.

d'ions négatifs lorsque les N_0 ions ont parcouru une distance x. Les nouveaux ions se déplacent avec la même vitesse que les N_0 primitifs, de sorte que tous les ions négatifs se trouveront ensemble pendant leur déplacement. Le nombre d'ions négatifs produits par N ions se déplaçant d'une distance dx sera $\alpha N\,dx$, α étant une constante dépendant de X, p et t.

Nous aurons alors

$$dN = \alpha N\,dx,$$

d'où

$$N = N_0 \varepsilon^{\alpha x}. \tag{1}$$

Soient $n_0 l$ ions négatifs distribués uniformément entre deux plateaux distants de l, et soit X le champ qui leur est appliqué.

Le nombre d'ions, C, qui arrivent au plateau positif est

$$C = \int_0^l n_0 \varepsilon^{\alpha x}\,dx = \frac{n_0}{\alpha}(\varepsilon^{\alpha l} - 1),$$

et le rapport de ce nombre au nombre d'ions primitif est

$$\frac{C}{n_0 l} = \frac{1}{\alpha l}(\varepsilon^{\alpha l} - 1).$$

Si C_0 est le nombre d'ions produits par les rayons primaires et secondaires, le courant total dans le gaz est

$$C = \frac{C_0}{\alpha l}(\varepsilon^{\alpha l} - 1); \tag{2}$$

C_0, courant lorsque aucun ion n'est produit par chocs, est représenté pour chaque courbe par l'ordonnée (y) du point pour lequel la tangente à la courbe devient pratiquement parallèle à l'axe des X.

Le rapport $\frac{C}{C_0}$ est donc fonction de l et, par un calcul simple, on peut montrer que l'équation (2) rend tout à fait compte de la forme des trois courbes dans chaque diagramme. La valeur de α peut se déterminer en substituant le rapport $\frac{C}{C_0}$ trouvé expérimentalement et la distance des plateaux l dans l'équation (2).

Les petites valeurs de α sont déterminées avec une grande exactitude d'après les courbes correspondant à $l = 2$; mais, dans les Tableaux suivants, quelques-unes de ces valeurs ont été obtenues d'après deux courbes et l'accord entre ces nombres montre que l'effet de l'écartement des plateaux est complètement expliqué par la théorie. Les

Tableaux donnent les valeurs de α pour les différentes valeurs du champ X; les déterminations faites d'après les courbes correspondant à des distances entre les plateaux de $2^{cm},1$ et $0^{cm},5$ sont données respectivement dans la deuxième, la troisième et la quatrième colonne. Un Tableau spécial est donné pour chaque pression.

TABLEAU I.

Pression : $4^{mm},13$.

X.	$l = 2$.	$l = 1$.	$l = 0,5$.	Calculé.
120	0,13	»	»	0,135
160	0,28	0,30	»	0,31
200	0,50	0,51	»	»
240	»	0,99	»	0,95
320	»	2,1	2,2	1,95
400	»	3,6	3,6	»
480	»	»	5,3	5,0
560	»	»	7,1	»
640	»	»	8,9	8,7

TABLEAU V.

Pression : $0^{mm},171$.

X.	$l = 2$.	$l = 1$.	$l = 0,5$.	Calculé.
20	0,24	»	»	»
40	0,65	»	»	0,66
80	1,35	1,36	»	1,37
120	1,8	»	»	»
160	2,25	2,1	2,1	2,1
240	»	2,45	»	2,4
320	»	2,65	2,7	2,6
480	»	»	3,15	2,8
640	»	»	3,25	3,0

Les nombres de la cinquième colonne de ces Tableaux ont été calculés par la méthode indiquée dans le paragraphe 7.

5. Nous pouvons maintenant chercher la relation qui existe entre α, p et X, la température étant constante.

Soit v la vitesse acquise par un ion en se déplaçant librement entre deux points entre lesquels la différence de potentiel est P (volts). Soient e la charge d'un ion et m sa masse.

On a alors

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{e \times P}{300}. \tag{3}$$

Soient n le nombre de molécules par centimètre cube d'un gaz à la pression atmosphérique (10^6 en unités C.G.S.) et à la température de 20° C. (qui était à peu près la température moyenne à laquelle les expériences ont été faites), et u la vitesse moyenne d'agitation d'une particule de masse m dans un gaz à la température de 20°.

La vitesse u est donnée par l'équation

$$\frac{1}{3} mnu^2 = 10^6. \tag{4}$$

D'après les équations (3) et (4), nous obtenons

$$\frac{v^2}{u^2} = \frac{2n \times e \times P}{9} 10^{-8} = 25 P,$$

puisque

$$n \times e = 1,1 \times 10^{10} \quad (^1).$$

Donc la vitesse acquise par un ion, en se déplaçant librement entre deux points dont la différence de potentiel est de 4 volts, est dix fois plus grande que la vitesse d'agitation à la température ordinaire. Ce résultat est indépendant de la masse de l'ion.

Dans les conditions où nous avons opéré il y a une différence remarquable entre les ions positifs et négatifs. Ces derniers produisent de nouveaux ions quand ils se déplacent dans un champ qui est trop faible pour maintenir une décharge continue. Il est donc raisonnable de supposer que les ions négatifs sur lesquels nous avons opéré sont les mêmes que les particules négativement chargées qui sont émises quand de la lumière ultra-violette tombe sur une plaque de zinc. Le professeur Thomson a montré que la masse de ces particules est $\frac{1}{500}$ de la masse d'une molécule d'hydrogène (^{2}). Becquerel et Curie ont aussi montré que la radiation du radium se compose de semblables corpuscules.

Il paraît probable, dans le cas présent, que les ions négatifs sont aussi très petits et que les ions positifs diffèrent peu des molécules ordinaires au point de vue de leur masse. Si nous adoptons cette manière de voir, il est facile de montrer que la vitesse d'agitation des ions négatifs est 80 fois la vitesse d'agitation des molécules d'air : la vitesse acquise par un ion en se déplaçant entre deux points dont la différence de potentiel est de 4 volts serait alors 800 fois la vitesse d'agi-

(1) JOHN-S. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, vol. CXCIII, 1899.
(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, vol. XLVIII, décembre 1899.

tation des molécules d'air. Cette dernière vitesse est donc si petite par rapport à la vitesse des ions négatifs qu'on peut la négliger et considérer les molécules d'air comme étant au repos.

Voyons maintenant ce qui arrive quand un ion se meut avec une vitesse déterminée (plus grande que sa vitesse d'agitation) à travers un gaz à la pression p. Le nombre de collisions que fait un ion avec les molécules du gaz en se déplaçant de 1^{cm} est indépendant de sa vitesse et est proportionnel à la pression. Soit βp ce nombre de collisions; $\frac{1}{\beta p}$ sera alors la longueur du libre parcours moyen, exprimée en centimètres. Suivant notre théorie, les nouveaux ions sont produits par le choc, et, si la vitesse de l'ion est suffisamment grande, il se produit βp nouveaux ions négatifs et un nombre égal d'ions positifs en traversant 1^{cm} de gaz.

Puisque les chocs ne sont pas tous de même nature, une vitesse quelconque de l'ion peut être suffisante pour produire des ions pour certains chocs, sans en produire le nombre maximum (βp).

Nous nous attendrions donc à ce qu'il n'y ait pas une vitesse minima au moment du choc, nécessaire pour produire des ions; mais, plus la vitesse sera grande, plus le nombre des ions produits s'approchera de la valeur βp.

Utilisant ces principes comme base de notre théorie, nous pouvons procéder de la manière suivante pour trouver l'expression de α en fonction de X et de p.

6. Les libres parcours d'un ion qui se meut dans un gaz ne sont pas tous de même longueur. Sur y chemins, le nombre de ceux qui dépassent la longueur x est

$$y\varepsilon^{-\frac{x}{c}},$$

c étant le libre parcours moyen.

En se déplaçant de 1^{cm}, un ion fait βp libres parcours, de sorte que le nombre de ces parcours qui excèdent la longueur x est

$$\beta p\varepsilon^{-\beta px}.$$

Le nombre de parcours compris entre x_1 et x_2 est

$$\beta p(\varepsilon^{-\beta px_1} - \varepsilon^{-\beta px_2}).$$

Soit l_p la vitesse acquise par un ion en se déplaçant librement entre

deux points dont la différence de potentiel est P volts. Posons

$$x_1 \times X = P, \qquad \text{et} \qquad x_2 \times X = Q,$$

X étant le champ agissant sur le gaz.

Le nombre de collisions effectuées par un ion, avec des vitesses comprises entre I_P et I_Q en se déplaçant de 1^{cm}, est alors

$$\beta p\left(\varepsilon^{-\frac{\beta p P}{X}} - \varepsilon^{-\frac{\beta p Q}{X}}\right), \tag{6}$$

en supposant que, après le choc, la vitesse de l'ion est petite par rapport à la vitesse qu'il possédait avant. (Cette supposition ne serait plus légitime pour de très grandes vitesses de choc, mais cette hypothèse peut être appliquée aux vitesses auxquelles nous avons affaire et conduisent à une analyse simple.)

Si le potentiel P est grand, suivant notre théorie, une paire de nouveaux ions sera formée à chacun de ces chocs, mais quand P est petit (environ 10 à 20 volts) de nouveaux ions ne seront produits que dans certains cas favorables. Soit β_P le nombre d'ions négatifs formés dans β collisions quand la vitesse au moment du choc est comprise entre I_P et I_{P+1}.

On a alors

$$\alpha = p \sum_{P=0}^{P=\infty} \beta_P \left(\varepsilon^{-\frac{\beta p P}{X}} - \varepsilon^{-\frac{\beta p (P+1)}{X}}\right). \tag{7}$$

La valeur maxima que peuvent prendre chacun des coefficients β_P est β.

L'équation (7) peut se mettre sous la forme générale

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right); \tag{8}$$

et si l'on ne fait aucune restriction sur la forme de la fonction f, il n'est pas nécessaire de supposer que la vitesse de l'ion est faible après le choc.

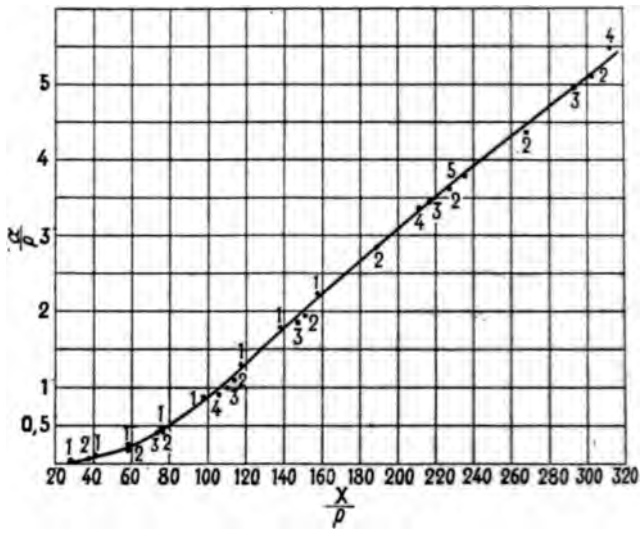
Nous pouvons essayer de voir si les valeurs de α que nous avons déterminées peuvent s'exprimer pas une équation de cette forme.

Si nous traçons une courbe pour chaque pression, en prenant comme coordonnées $\frac{\alpha}{p}$ et $\frac{X}{p}$, les cinq courbes doivent coïncider puisqu'elles ont chacune la même équation.

Les points portés sur les courbes, points qui sont marqués 1, 2, 3,

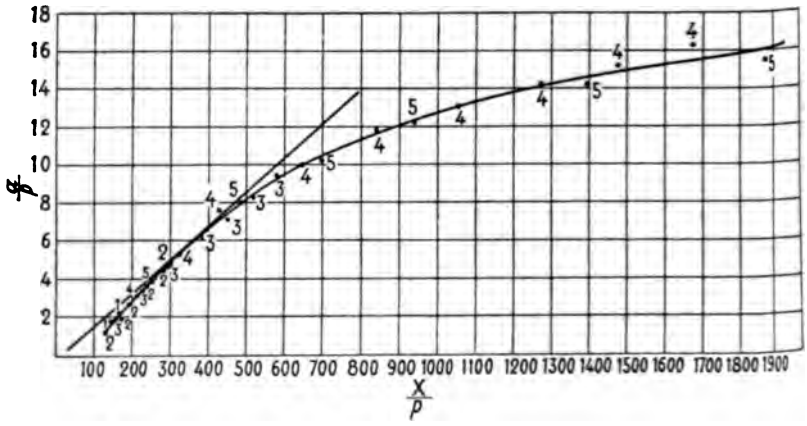
4 et 5, ont comme coordonnées les valeurs de $\frac{\alpha}{p}$ et de $\frac{X}{p}$ déduites respectivement des Tableaux I, II, III, IV et V.

Fig. 4.



Comme les variables varient dans une assez grande étendue, les points sont portés sur deux diagrammes (*fig.* 4 et 5); l'un pour les

Fig. 5.



valeurs de $\frac{X}{p}$ plus petites que 320, et les autres, à une échelle différente, pour les valeurs plus grandes des variables. La position des

points montre clairement qu'ils se placent tous sur la même courbe, de sorte que les résultats expérimentaux confirment celui auquel nous avons été conduits par des considérations théoriques.

Le problème de la détermination de α en fonction de p et de X est, par conséquent, considérablement simplifié; et les trois variables α, p et X ont été réduites à deux :

$$\frac{\alpha}{p} \quad \text{et} \quad \frac{X}{p}.$$

Avant de procéder à la détermination des coefficients de l'équation (7), nous pouvons mentionner ici une propriété géométrique intéressante de la courbe (*fig.* 5).

Quand X est constant, il existe évidemment une certaine pression pour laquelle α est maximum : si p est grand, de nouveaux ions ne seront pas formés, puisque les ions primitifs n'acquerront jamais une grande vitesse et, si p est très petit, il y aura trop peu de collisions pour que α puisse prendre une grande valeur.

La valeur de p pour laquelle α est maximum s'obtient par différentiation de l'équation

$$\alpha = pf\left(\frac{X}{p}\right)$$

par rapport à p.

Nous obtenons alors l'équation suivante, pour déterminer p en fonction de X :

$$f\left(\frac{X}{p}\right) - \frac{X}{p} f'\left(\frac{X}{p}\right) = 0. \tag{9}$$

Puisque l'équation suivante contient X et p sous la forme $\frac{X}{p}$ nous en concluons que, pour une valeur donnée de X, la valeur de p qui donne la valeur maxima de α est proportionnelle à X.

La valeur de $\frac{X}{p}$ qui satisfait à l'équation (9) peut s'obtenir immédiatement d'après la courbe de la figure 5 :

Substituant

$$X_1 \text{ à } \frac{X}{p}, \quad \alpha_1 \text{ à } f\left(\frac{X}{p}\right), \quad \frac{d\alpha_1}{dX_1} \text{ à } f'\left(\frac{X}{p}\right),$$

dans l'équation (9), nous obtenons

$$\frac{\alpha_1}{X_1} = \frac{d\alpha_1}{dX_1}.$$

Cette relation entre les coordonnées d'un point situé sur une

courbe

$$\alpha_1 = f(X_1)$$

montre que la tangente en ce point passe par l'origine.

Donc, pour trouver la valeur de $\frac{X}{p}$ qui satisfait à l'équation (9), il suffit simplement de tracer la tangente passant par l'origine, et de prendre l'abscisse du point de contact.

La valeur de $\frac{X}{p}$ ainsi obtenue est de 380. Donc la valeur de p en millimètres, pour laquelle α est maximum, est $\frac{X}{380}$, X étant exprimé en volts par centimètre.

La valeur correspondante de α est

$$\frac{6,6 \times X}{380} = 0,0174\,X.$$

7. L'auteur donne dans ce paragraphe une formule [du même type que l'équation (7)] représentant la courbe obtenue expérimentalement.

Quand la vitesse de l'ion est plus petite que I_5, la probabilité pour qu'un ion soit produit est très petite et, d'autre part, on peut négliger ce qui est produit pour des vitesses plus petites que I_1. Si l'on remplace $\frac{\alpha}{p}$ et $\frac{X}{p}$ par α_1 et X_1 (valeurs de α et de X quand $p = 1^{mm}$), et si l'on distingue par b_1 le nombre d'ions produits par un ion qui se déplace de 1^{cm} avec une vitesse comprise entre I_1 et I_5; par b_2 le nombre moyen d'ions produits pour une vitesse comprise entre I_5 et I_{10}, etc., α peut s'exprimer par la somme de termes :

$$(10)\quad \alpha_1 = b_1\left(\varepsilon^{-\frac{\beta}{X_1}} - \varepsilon^{-\frac{5\beta}{X_1}}\right) + b_2\left(\varepsilon^{-\frac{5\beta}{X_1}} - \varepsilon^{-\frac{10\beta}{X_1}}\right) + b_3\left(\varepsilon^{-\frac{10\beta}{X_1}} - \varepsilon^{-\frac{15\beta}{X_1}}\right) + \ldots,$$

analogue à l'équation (7). Sept termes suffisent et il y a sept coefficients à déterminer. La courbe montre que α_1 tend vers un maximum et la plus grande valeur de α_1 obtenue dans les expériences est 19, mais pour que tous les coefficients b soient plus petits que β, il faut prendre $\beta = 21$. Les coefficients b prennent les valeurs suivantes :

$b_1 =$ 0,03	quand la vitesse au moment du choc est comprise entre		I_1	et I_5
$b_2 =$ 0,75	»		I_5	» I_{10}
$b_3 =$ 2,7	»		I_{10}	» I_{15}
$b_4 =$ 9,0	»		I_{15}	» I_{20}
$b_5 =$ 13,0	»		I_{20}	» I_{25}
$b_6 =$ 16,0	»		I_{25}	» I_{30}
$b_7 =$ 20,0	»	supérieure à	I_{30}	

Ce sont les valeurs de α ainsi calculées qui ont été reportées dans les Tableaux du paragraphe 4.

Ces résultats indiquent comment varie le nombre d'ions qui serait produit par centimètre par un seul ion pour différentes vitesses, le maximum étant $21 \times p$ pour de grandes vitesses.

8. On peut montrer que le libre parcours moyen que nous avons déduit de ces expériences est conforme à ce que nous pouvions prévoir, d'après des considérations physiques plus familières.

Le libre parcours moyen d'une molécule d'air à la pression de 760^{mm} et à la température de 0° C. est $0,96 \times 10^{-5}$ cm. (1).

Nous pouvons donc prendre le chemin libre moyen dans l'air à 20° C. égal à $1,03 \times 10^{-5}$.

Le libre parcours n'a pas ici tout à fait la même signification que le libre parcours que nous avons considéré (celui d'un ion passant à travers un gaz supposé au repos). La formule employée pour trouver le libre parcours moyen, d'après les coefficients de viscosité, suppose que toutes les molécules sont en mouvement. Les chocs qu'une molécule donnée effectuera avec d'autres molécules seraient moins fréquents si ces dernières étaient au repos. Le libre parcours moyen d'une molécule traversant une atmosphère dans laquelle les molécules sont au repos serait plus grand, dans le rapport $\sqrt{2} = 1,41$, que le libre parcours lorsque toutes les molécules se meuvent avec leur vitesse moyenne d'agitation (2). Nous conclurons donc qu'une molécule d'air se déplaçant avec une grande vitesse à travers 1^{cm} d'air, sous la pression de 1^{mm}, ferait 90,7 collisions.

Un ion dans des circonstances analogues fait 21 collisions. Donc, le rapport des chemins libres est 4,3 : 1. Ceci justifie la conclusion à laquelle nous sommes conduits par d'autres considérations, que l'ion négatif est petit par rapport à une molécule. Si nous négligeons la charge de l'ion et si nous le considérons comme une particule matérielle dont les dimensions sont petites par rapport à celles d'une molécule, son libre parcours serait quatre fois le libre parcours d'une molécule. Le rapport que nous avons obtenu, 4,3 : 1, montre que le nombre de chocs effectués par un ion, estimé d'après la théorie de la viscosité des gaz, serait de 7 pour 100 plus grand que le nombre de collisions pour lesquelles de nouveaux ions peuvent être produits.

Soit 2S la distance entre les centres de deux molécules d'air quand une collision se produit, et soit d la distance entre le centre

---

(1) MEYER, *Kinetic theory of gases*.
(2) MAXWELL, *Phil. Mag.*, t. XIX, 1860.

d'une molécule et le centre d'un ion quand de nouveaux ions sont produits.

Alors

$$\frac{4S^2}{d^2} = \frac{4,3}{1},$$

d'où

$$d = 0,96\,S.$$

D'habitude, on suppose que S est le rayon de la sphère d'action qui entoure une molécule et que le rayon de la molécule est beaucoup plus petit. Si nous adoptons cette manière de voir, il nous sera difficile d'expliquer les résultats auxquels nous sommes arrivés. Il semblerait, d'après la valeur de d ci-dessus, que de nouveaux ions sont produits quand l'ion primitif pénètre dans la sphère d'action d'une molécule pourvu que la vitesse de l'ion soit suffisamment grande. Dans ces circonstances, l'effet d'une collision doit diminuer quand la vitesse augmente; les expériences montrent, au contraire, que la production des ions croît quand la vitesse augmente.

Il ressort donc des résultats des expériences présentes qu'une partie de la molécule elle-même doit s'étendre à une distance S du centre, de façon qu'un ion puisse produire deux nouveaux ions quand $d = 0,96$ S.

Nous pouvons trouver S d'après les expériences puisque cette distance est pratiquement la même que d.

Le nombre de collisions effectué par un ion en traversant 1^{cm} d'air à 1^{mm} de pression est $\frac{\pi S^2 n}{760} = 21$, n étant le nombre de molécules par centimètre cube à la pression atmosphérique. Prenant pour n la valeur 2×10^{19}, nous obtenons $S = 1,6 \times 10^{-8}$ (1).

J'ajouterai que le libre parcours moyen d'un ion dans l'air est plus court que son libre parcours moyen dans l'hydrogène; mais, comme les expériences avec ce gaz ne sont pas encore terminées, je réserve leur exposé pour une prochaine Note.

Le nombre d'ions produits dans un gaz par un ion qui s'y déplace rapidement peut facilement se trouver par une autre méthode. On a montré que la charge des corpuscules émis par le radium peut être mesurée (2) quand on emploie un échantillon très actif de cette substance. Le rapport de l'ionisation produite par centimètre d'un gaz à

(1) JOHN-S. TOWNSEND, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899.

(2) M. P. CURIE et Mme CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXX, 5 mars 1900.

la charge transportée par les corpuscules donnerait le nombre d'ions produits par chaque corpuscule en traversant 1^{cm} de gaz.

J'ai fait des expériences en vue de trouver ce rapport, mais l'échantillon de substance radioactive qui était à ma disposition était si faible qu'il était impossible de déceler sa charge sans employer un dispositif très sensible. Toutefois, les expériences montrent clairement que chaque corpuscule, en passant à travers 1^{cm} d'air à la pression atmosphérique, produit au moins 10000 ions. Suivant la théorie que j'ai donnée, ce nombre serait 760×21 si l'on néglige l'absorption du gaz. J'espère être à même de reprendre cette recherche avec du radium très actif et obtenir un résultat plus précis.

.....

10. L'estimation de l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule peut se déduire des résultats obtenus dans le paragraphe 7.

Quand un ion choque une molécule, deux nouveaux ions sont produits si la vitesse avant le choc est suffisamment grande. On a vu que de nouveaux ions sont formés quand la vitesse est égale à I_5. L'énergie cinétique d'un ion se déplaçant avec cette vitesse est $\frac{e \times 5}{300} = 10^{-11}$ erg, et nous conclurons que l'énergie requise pour produire deux nouveaux ions n'est pas plus grande que cette valeur.

L'estimation de l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule a été faite, également, par le professeur Rutherford ([1]), et il trouva que cette énergie est égale au travail effectué par une charge ionique tombant de 175 volts. Si ce nombre était correct, nous ne devrions avoir obtenu aucun accroissement de la conductibilité entre les plateaux en augmentant le champ jusqu'à ce que la différence de potentiel entre les plateaux soit considérablement plus grande que 175 volts. Il semblerait donc, d'après les expériences présentes, que cette estimation de l'énergie soit beaucoup trop grande.

11. Dans le court exposé de la présente théorie, qui fut publié dans *Nature*, je mentionnais que les résultats obtenus par Stoletow ([2]) sur la conductibilité produite par la lumière ultra-violette peuvent s'interpréter par la théorie des chocs. Nous allons examiner ces résul-

---

([1]) E. Rutherford, *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXVII, 14 nov. 1900.
([2]) Stoletow, *Journal de Physique*, 2e série, vol. IX.

tats en détail et montrer qu'ils sont tous en accord avec nos conclusions. Stoletow étudiait la conductibilité entre deux plateaux parallèles et cherchait comment elle variait avec la pression de l'air, la distance des plateaux et la force électromotrice.

Stoletow obtint les résultats suivants :

1° Quand la pression et le champ étaient constants, la conductibilité augmentait avec la distance des plateaux;

2° Quand la pression et la distance des plateaux étaient constantes, le courant augmentait avec le champ électrique; aux très basses pressions, le courant atteint un maximum et reste constant pour des champs intenses (¹);

3° Quand le champ électrique était constant, la conductibilité atteignait une valeur maxima pour une certaine pression critique qui était exactement proportionnelle au champ et indépendante de la distance des plateaux.

Si nous supposons qu'un certain nombre d'ions négatifs sont produits initialement par l'action de la lumière sur la surface métallique, nous pouvons expliquer tous ces résultats par la théorie que nous avons développée. Les expériences de Stoletow, aux basses pressions, montrent que le nombre d'ions initialement produits ne peut varier beaucoup avec la pression. Pour un champ donné, la conductibilité serait, par conséquent, maxima pour la valeur de p qui rend α maximum.

Nous voyons, par conséquent, que le troisième résultat, relatif à la pression critique, est d'accord avec la conclusion à laquelle nous sommes arrivés dans le paragraphe 6, relative à la valeur maxima de α; et, de plus, une coïncidence numérique remarquable existe entre la valeur de $\frac{X}{p}$, pour laquelle α est maximum, et la valeur de $\frac{X}{p}$ qui donne le courant maximum avec la lumière ultra-violette.

Stoletow donne le Tableau suivant :

E, différence de potentiel entre les deux plateaux, la force électromotrice de la pile de Clark étant prise pour unité;
l, distance des plateaux en millimètres;
p, pression pour laquelle le courant est maximum.

(¹) Ceci correspond aux résultats obtenus à $0^{mm},171$ de pression, comme on peut le voir d'après les courbes (*fig.* 3).

La valeur de $\frac{pl}{E}10^4$, pour les différentes expériences, est donnée dans la quatrième colonne.

E(Cl).	l (millim.)	p (millim.).	$\frac{pl}{E}10^4$.
165	0,25	25,3	383
165	0,47	13,5	384
65	0,47	5,3	383
100	0,83	4,7	389
65	0,83	3,0	383
60	0,83	2,8	386
65	1,91	1,3	382
65	3,71	0,67	382
40	3,60	0,43	387

Quand E est exprimé en volts et l en centimètres, je trouve, d'après les chiffres ci-dessus, que la valeur moyenne de $\frac{E}{lp}$ est 372. Il en résulte que, si X est le champ en volts par centimètre, la valeur de p pour laquelle la conductibilité est maxima est $p = \frac{X}{372}$.

Dans le paragraphe 6 nous trouvons que la valeur de p, pour laquelle α est maximum quand X est constant, est donnée par la relation $p = \frac{X}{380}$, de sorte que la loi empirique découverte par Stoletow est complètement interprétée par la théorie des chocs.

Les autres résultats obtenus par Stoletow peuvent aussi s'interpréter, mais la coïncidence numérique n'est pas aussi exacte. Des divergences apparaissent quand la conductibilité entre les plateaux est très petite, et il est possible que les résultats expérimentaux ne soient pas aussi exacts dans ce cas; mais, dans l'ensemble, il y a une très bonne concordance entre la théorie et l'expérience.

Voyons comment le courant dépend de la distance des plateaux quand la conductibilité est produite par la lumière ultra-violette. Le Tableau suivant donne quelques résultats obtenus par Stoletow quand la différence de potentiel entre les plateaux est proportionnelle à leur distance l. Pour la plus grande distance ($1^{mm},08$), le potentiel était $165 \times 1,43$ volts.

p.	$l = 1,08$.	0,655.	0,393.	0,262
750	$i =$ 7,62	7,41	7,39	7,33
69	18,37	17,90	17,82	16,76
7,7	491	112,7	48,2	32,7

Pour les pressions les plus grandes, un accroissement de la distance des plateaux agit peu sur le courant; mais pour la pression de $7^{mm},7$ le courant devient très grand quand la distance entre les plateaux augmente. Si nous supposons, comme précédemment, que les ions libérés sous l'action de la lumière partent des plateaux, le courant devrait satisfaire à l'équation (1) (§ 4),

$$N = N_0 \varepsilon^{\alpha l},$$

l étant la distance des plateaux et α une constante.

Prenant $\alpha = 34,1$, on trouvera que les nombres suivants sont proportionnels à N quand les distances l données dans le Tableau ci-dessus sont exprimées en centimètres :

491 117 48,2 31,9

qui concordent avec les valeurs du courant trouvées par Stoletow quand la pression est de $7^{mm},7$.

Le champ électrique $\left(X = \frac{E}{l}\right)$ employé dans ces expériences était de 2186 volts par centimètre; et, bien qu'aucun champ dépassant 800 volts par centimètre n'ait été utilisé dans mes expériences, la valeur de α, calculée d'après la courbe donnée dans le paragraphe 6, concorde assez bien avec le nombre ci-dessus.

Ainsi, pour $X_1 = \frac{2186}{7,7} = 284$, la valeur correspondante de α_1 déduite de la courbe est 4,8, de sorte que $\alpha = 36,9$.

Par conséquent, pour expliquer les variations du courant qui se produisent pour différentes distances entre les plateaux quand X est constant, il suffit de supposer que le nombre d'ions émis sous l'action de la lumière est indépendant de la distance des plateaux et que d'autres ions sont produits par chocs [1].

Pour des pressions plus basses que 70^{mm}, les expériences de Stoletow montrent que le nombre d'ions produits par l'action de la lumière est pratiquement constant, mais qu'à des pressions plus élevées le nombre d'ions émis par les plateaux semble diminuer. Ainsi, la conductibilité à 750^{mm} est environ moitié de la conductibilité à 69^{mm} quand le champ est de 2186 volts par centimètre; et, puisque

[1] Ces expériences ne peuvent s'interpréter par la théorie des couches superficielles, puisque la densité d'ionisation est la plus grande aux points les plus éloignés du plateau.

le courant est pratiquement indépendant de la distance des plateaux, cet effet ne peut être expliqué par la théorie du choc.

Les considérations suivantes montrent cependant qu'à la pression de 750^{mm} le champ de 2186 volts par centimètre est insuffisant pour faire passer du plateau dans le gaz tous les ions qui sont produits à sa surface. Quand les ions sont libérés par la lumière à la surface du plateau, ils tendent à se déplacer dans toutes les directions avec leur vitesse d'agitation; et, à moins que le champ qui agit sur eux ne soit assez grand pour leur communiquer une vitesse qui tend à les éloigner du plateau plus grande que la vitesse d'agitation, quelques-uns peuvent, après collision avec des molécules, revenir en contact avec le plateau et s'y décharger.

Le libre parcours moyen d'un ion dans l'air à la pression atmosphérique est, suivant cette théorie, $4{,}3 \times 10^{-5}$ centimètre. En parcourant cette distance, les ions acquièrent seulement une vitesse, correspondant à une chute de potentiel de $2186 \times 4{,}3 \times 10^{-5}$ ($= 0{,}1$) volt, qui est environ 1,5 fois la vitesse d'agitation [§ 5, équation (5)]. Quand la vitesse d'un ion avant le choc est à peu près la même que la vitesse d'agitation, le choc peut avoir pour effet de renverser la direction du mouvement de l'ion sans diminuer sa vitesse. Dans les circonstances actuelles, on peut s'attendre à ce que quelques-uns des ions reviennent vers le plateau après collision avec une molécule du gaz et perdent leur charge en venant au contact de la surface qui leur a donné naissance.

Pour être certain que presque tous les ions produits par la lumière viennent dans le gaz, il serait nécessaire d'avoir un champ électrique plus grand qu'une certaine valeur. Il ressort de ces expériences qu'un champ de 2186 volts par centimètre serait suffisant quand la pression est de 69^{mm}. La chute de potentiel sur une longueur égale au libre parcours moyen est, dans ce cas, d'environ 1 volt et la vitesse acquise est cinq fois la vitesse d'agitation. Des champs plus faibles seraient nécessaires avec de basses pressions pour que la chute de potentiel sur une longueur égale au chemin libre moyen soit de l'ordre du volt; ainsi nous avons $\frac{X}{p \times \beta} = 1$ ou $\frac{X}{p} = 21$. On verra, d'après la courbe (*fig.* 3), que la valeur de α correspondant à la valeur $\frac{X}{p} = 21$ est très petite.

On voit, d'après cela, que, si le champ est constant et que l'on abaisse graduellement la pression, la conductibilité croît lentement jusqu'à ce que $\frac{X}{p} = 20$; les ions produits par la lumière traversent alors

pratiquement tous l'air compris entre les plateaux. Ensuite, une diminution de p produit un accroissement de la conductibilité, provenant de la formation de nouveaux ions par chocs, cet accroissement devenant très grand pour de grandes distances entre les plateaux. Quand $\frac{X}{p}$ est égal à environ 3,2, la valeur de α est maxima et p est la pression critique; pour des valeurs de p plus petites que $\frac{X}{3,2}$, le nombre d'ions formés par chocs commence à diminuer, et, finalement, quand la pression est très petite, la conductibilité tend vers la valeur correspondant à $\frac{X}{p} = 20$.

12. Nous pouvons comparer ici quelques-unes des conclusions auxquelles nous sommes arrivés avec les résultats obtenus pour les coefficients de diffusion des ions.

Les expériences présentes ont conduit à cette conclusion qu'il y a une grande différence entre les ions positifs et négatifs aux basses pressions et que les ions négatifs sont beaucoup plus petits que les molécules.

A la pression atmosphérique, les ions diffusent plus lentement que les molécules du gaz dans lequel ils sont produits, de sorte que chaque ion est accompagné d'une masse plus grande que la masse d'une molécule de gaz. Il n'y a pas ainsi de grande différence entre les coefficients de diffusion des ions positifs et négatifs. La faible valeur de la diffusion des ions peut s'expliquer en supposant qu'un certain nombre de molécules sont groupées autour des ions et que l'agglomération tout entière se meut dans le gaz avec le véhicule de la charge : les valeurs de la diffusion des ions positifs et négatifs dépendraient de la grosseur de l'agglomération qui accompagne l'ion. Les particules matérielles sur lesquelles sont fixées les charges négatives peuvent être beaucoup plus petites que les particules qui transportent les charges positives et, en même temps, leur coefficient de diffusion peut être à peu près le même.

Quand la pression est réduite, et que les ions sont soumis à l'action de forces qui les font se déplacer rapidement à travers le gaz, les agglomérations de molécules qui entourent les ions disparaissent probablement, et les ions négatifs se meuvent dans le gaz comme s'ils étaient accompagnés d'une masse qui est petite par rapport à la masse d'une molécule. Il est possible que cet effet se produise à une pression quelconque si le champ électrique était assez grand pour commu-

niquer à l'ion une vitesse plus grande que sa vitesse d'agitation. Il est difficile, cependant, d'arriver à quelque conclusion certaine sur ce point, car nos connaissances sur la manière dont se comportent les ions dans des conditions variées sont très limitées.....

SUR LES PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES DES GAZ

RÉCEMMENT PRÉPARÉS,

PAR JOHN S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par Édouard SALLES.

Philosophical Magazine, 5e série, t. XLV, 1898, p. 125.

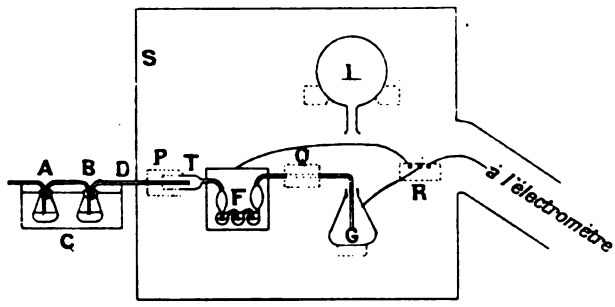
1. Les expériences décrites dans ce Mémoire forment la suite de celles déjà publiées dans les *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. IX, part V. Ces expériences ont montré que les gaz mis en liberté dans l'électrolyse de l'acide sulfurique ou de la potasse caustique transportent avec eux une charge électrique, dont il reste une proportion notable dans le gaz après barbotage dans un liquide et passage à travers du coton de verre pour le débarrasser de l'humidité qu'il peut contenir. Une autre propriété de ces gaz est de pouvoir condenser l'humidité de façon à former un nuage. Aucun nuage n'a été observé dans les gaz nouvellement préparés, à moins qu'ils ne soient chargés, et le poids du nuage même a été trouvé proportionnel à la charge portée par le gaz. Ces résultats conduisent à montrer que la condensation de l'humidité est reliée à la charge, et les expériences décrites dans la section 16 du Mémoire cité plus haut et dans la section 19 de celui-ci prouvent que, lorsque le nuage est formé dans un gaz chargé, l'électrisation se trouve fixée sur les gouttes qui composent le nuage; de telle sorte que nous avons une preuve décisive de ce fait que les gouttes sont formées autour des véhicules de la charge électrique.

2. Ces résultats ont été utilisés pour trouver la charge sur chaque véhicule, et il a été trouvé qu'elle coïncidait avec celle que l'on peut calculer comme étant la charge atomique, en supposant qu'à la température et la pression ordinaire, il y a 10^{20} molécules dans chaque centimètre cube de gaz. Les expériences donnant le poids du nuage

correspondant à la charge étant importantes, ont été répétées à l'aide de la méthode suivante, qui donne les mêmes proportionnalités que dans les expériences précédentes, entre la charge par centimètre cube et le poids du nuage par centimètre cube pour les différents gaz.

3. La figure 1 représente l'appareil employé. L'hydrogène et l'oxygène positivement chargés, libérés d'une solution d'acide sulfurique dilué, barbotaient d'abord dans une solution d'iodure de potas-

Fig. 1.



sium dans le petit flacon A, ensuite dans B qui contenait de l'eau distillée; A et B étaient immergés dans un bain d'eau C, de façon à être maintenus à une température fixe pendant l'expérience. Le gaz chargé formait alors un nuage et l'entraînait le long du tube D, qui le conduisait dans le bloc de paraffine P à l'intérieur d'un grand écran métallique S. Le bloc P était disposé, comme le montre la figure, afin que l'humidité n'endommage pas l'isolement en se répandant sur la paraffine; de cette façon, le gaz entrait dans le tube T, plus grand, relié, à un tube à absorption E contenant de l'acide sulfurique, placé entre les deux tubes en paraffine P et Q. Après avoir barboté dans l'acide sulfurique, le gaz n'était pas seulement débarrassé de l'humidité entraînée de B dans les conditions ordinaires, mais le nuage avait complètement disparu. L'accroissement du poids du tube à absorption provient ainsi de deux causes; et lorsque le poids de l'humidité nécessaire pour saturer le volume de gaz qui passe à travers F est soustrait du total, on obtient le poids du nuage. En quittant F, le gaz pénétrait dans un des inducteurs isolés, le plus petit G servant pour l'oxygène, et le plus grand I pour l'hydrogène. L'inducteur et le tube à absorption étaient tous deux couverts de papier d'étain, et reliés à des godets à mercure placés dans le bloc de paraffine, de telle façon

que l'un ou l'autre pouvait être relié rapidement aux quadrants isolé de l'électromètre.

Les expériences étaient conduites de la façon suivante : le tube à absorption F était pesé avec soin et relié, par un tube de caoutchouc, aux tubes de verre, noyés dans la paraffine, comme la figure l'indique; le courant était lancé pendant quelques minutes dans le voltamètre pour chasser l'air de A et de B avant d'établir les connections. Aussitôt que le gaz commençait à barboter dans F, le mouvement d'un chronomètre était déclanché. F et G étant alternativement reliés aux quadrants de l'électromètre, on trouvait ainsi la façon dont chacun d'eux acquérait une charge. La somme des charges de F et de G donne la charge totale entraînée de B, et celle de F, divisée par la charge totale, le pouvoir de décharge du tube à absorption. Après que le courant gazeux venant du voltamètre avait traversé l'appareil pendant un temps suffisant, le tube à absorption était enlevé, de l'air sec était ensuite envoyé avant de le peser une seconde fois. Dans chaque expérience, on employait pour l'électrolyse un courant de 14 ampères, dont la constance indiquée par l'ampèremètre était maintenue par une résistance convenable placée dans le circuit.

Afin de réduire les lectures de l'échelle de l'électromètre en valeur absolue, il a été trouvé que, lorsque F était relié aux quadrants, et les autres conducteurs au sol, chaque division de l'échelle correspondait à 0,0040 unité électrostatique de quantité, et à 0,0036 unité électrostatique lorsque c'était G. L'inducteur I, employé avec l'hydrogène, avait une capacité plus forte que l'un ou l'autre des inducteurs, et quand il était relié aux quadrants il fallait 0,0042 unité électrostatique pour produire un déplacement d'une division sur l'échelle de l'électromètre.

Les Tables suivantes donnent les résultats des expériences effectuées dans différents gaz. θ est la température en degrés centigrades de l'eau en B; W l'accroissement de poids du tube à absorption F, n_1 et n_2 le nombre de divisions parcourues en 1 minute sur l'échelle de l'électromètre, quand F et G ou I sont reliés aux quadrants isolés; w est le poids calculé d'eau nécessaire pour saturer le volume v du gaz v à θ qui traverse F pendant l'expérience, $\frac{W-w}{v}$ le poids du nuage par centimètre cube et ρ la charge par centimètre cube du gaz; quant à v, il est facile de le calculer, le gaz étant libéré de l'électrolyte par un courant connu.

TABLEAU I. — *Oxygène + produit par électrolyse d'une solution d'acide sulfurique.*

θ_1.	n_1.	n_2.	W.	w.	$\frac{W-w}{v}$.	ρ.	$\frac{W-w}{\rho v}$.
1	22	31	0,0270	0,0050	$22,3 \times 10^{-6}$	$4,04 \times 10^{-3}$	$5,5 \times 10^{-3}$
1	13	20	0,0187	0,0050	$14,1 \times 10^{-6}$	$2,58 \times 10^{-3}$	$5,4 \times 10^{-3}$
13	21	30	0,0330	0,0118	$20,8 \times 10^{-6}$	$3,8 \times 10^{-3}$	$5,5 \times 10^{-3}$
14	9	19	0,0240	0,0125	$11,5 \times 10^{-6}$	$2,05 \times 10^{-3}$	$5,6 \times 10^{-3}$

TABLEAU II. — *Hydrogène + produit par électrolyse d'une solution d'acide sulfurique.*

θ_1.	n_1.	n_2.	W.	w.	$\frac{W-w}{v}$.	ρ.	$\frac{W-w}{v\rho}$.
0	21,5	28,5	0,0264	0,0092	$8,8 \times 10^{-6}$	$2,1 \times 10^{-3}$	$4,2 \times 10^{-3}$
0	27	34	0,0296	0,0092	$10,5 \times 10^{-6}$	$2,57 \times 10^{-3}$	$4,1 \times 10^{-3}$
15	32	37	0,0486	0,0264	$10,8 \times 10^{-6}$	$2,8 \times 10^{-3}$	$3,8 \times 10^{-3}$
15,5	26	31	0,0445	0,0271	$8,5 \times 10^{-6}$	$2,2 \times 10^{-3}$	$3,9 \times 10^{-3}$

TABLEAU III. — *Oxygène — produit par électrolyse d'une solution de potasse caustique.*

θ_1.	n_1.	n_2.	W.	w.	$\frac{W-w}{v}$.	ρ.	$\frac{W-w}{\rho v}$.
0	15	26	0,0188	0,0035	21×10^{-6}	$3,1 \times 10^{-3}$	$6,8 \times 10^{-3}$
0	22	32	0,0217	0,0035	25×10^{-6}	$4,1 \times 10^{-3}$	$6,1 \times 10^{-3}$
12	14,5	24,5	0,0230	0,0081	20×10^{-6}	$2,86 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{-3}$
11,5	12,5	22,5	0,0206	1,0076	17×10^{-6}	$2,51 \times 10^{-3}$	$6,8 \times 10^{-3}$

Le Tableau I donne les résultats obtenus avec l'oxygène positif. Dans chaque expérience un courant de 14 ampères était employé, et le courant gazeux traversait F pendant 20 minutes.

Le Tableau II donne de semblables résultats pour l'hydrogène chargé négativement.

Le Tableau III a trait à l'oxygène négatif provenant de l'électrolyse d'une solution de potasse caustique, le courant gazeux traversant F pendant 15 minutes dans chaque expérience.

Les expériences ont été effectuées avec des différences de densité d'électrisation ρ très accentuées, afin de trouver la façon dont le nuage variait avec l'électrisation; le rapport de $\frac{W-w}{\rho v}$ est donné par la dernière colonne pour chaque expérience. Les variations de ρ étaient obtenues en faisant varier la température du voltamètre d'où le gaz se dégageait quand l'électrolyte est l'acide sulfurique dilué, ou une solu-

tion de potasse caustique; la charge du gaz libéré par un courant donné augmente lorsque la température de l'électrolyte est élevée.

4. Les nombres des Tableaux montrent, dans tous les cas, la proportionnalité du poids du nuage à la charge, et qu'entre 0° et 14°C. cette proportionnalité ne varie pas avec la température de l'eau qui forme le nuage. Dans le cas de l'oxygène négatif, la relation n'est pas aussi exacte que pour les autres gaz; la seule différence chimique constatée était que le premier présentait un caractère alcalin et le second un caractère faiblement acide. Comme la vapeur s'élevant d'une solution de potasse caustique chaude ne change pas en bleu le tournesol rouge, l'alcalinité du gaz doit être due à des petites particules de potasse caustique entraînées de l'électrolyte par le gaz, et qui lui donnent un caractère alcalin même après avoir barboté à travers l'acide sulfurique; ceci pourrait, d'ailleurs, être recherché à toute température du voltamètre, en faisant traverser à l'oxygène ou à l'hydrogène un tube rempli de tournesol rouge.

L'oxygène préparé par électrolyse de la potasse caustique n'a pas de charge appréciable jusqu'à ce que la température du voltamètre soit d'environ 20°C., et le nuage commence à apparaître en même temps que la charge du gaz, de façon que la présence de l'humidité alcaline peut avoir seulement un effet très faible, aucun nuage n'étant observé dans l'oxygène venant du voltamètre à une température de 10°C., quoique la présence de potasse caustique dans l'humidité qui charge le gaz peut être facilement mise en évidence.

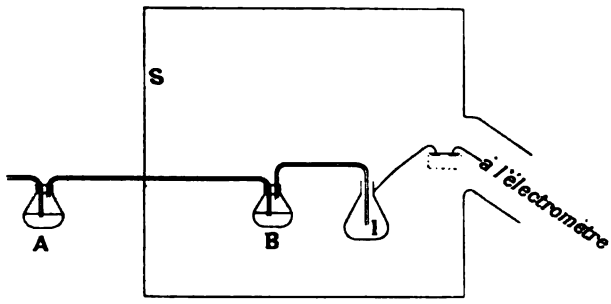
5. Les expériences suivantes, très simples, montrent comment sont reliées d'une façon intime l'une avec l'autre la charge du gaz et la formation du nuage :

L'appareil employé est représenté (*fig.* 2). L'oxygène mis en liberté par un courant de 10 ampères, traversant un voltamètre rempli de potasse caustique de densité 1,3, barbotait dans une solution d'iodure de potassium contenue dans le flacon A, pour enlever toute trace d'ozone. Avant d'entrer dans l'inducteur I, le gaz traversait une couche d'eau B; I était relié aux quadrants d'un électromètre de façon à ce que la déviation lue sur l'échelle de cet appareil mesurât la charge du gaz. Comme le gaz, avant d'entrer en I, ne traversait aucun tampon de coton de verre, une quantité aussi grande que possible d'humidité était entraînée du voltamètre.

Le voltamètre était à basse température (11°) pour commencer, et

un courant de 10 ampères y était lancé, qui graduellement chauffait l'électrolyte. Durant les premières 9 minutes que le courant passait et que le gaz entrait dans l'inducteur, on n'observait aucune électrisation et aucun nuage ne se voyait au-dessus de l'eau en B; pendant ces 9 minutes la température s'élevait de 11° à 18°. Pendant les 5 minutes suivantes, avait lieu une déviation de neuf divisions dans le sens négatif, la température du voltamètre s'était élevée à 21°,5. A une température comprise entre 22° et 23° un nuage fin commençait à se montrer au-dessus de l'eau en B, et l'on observait sur l'échelle de l'électromètre une déviation de quatre divisions par minute, de

Fig. 2.



sorte qu'une faible électrisation d'environ 2×10^{-4} unités électrostatiques est nécessaire avant que le nuage devienne distinctement visible. Quand le courant continue à passer, que le voltamètre devient plus chaud, l'électrisation du gaz augmente et le nuage devient plus dense.

6. Afin de montrer que le nuage disparaît quand la charge du gaz est enlevée, la température du voltamètre était élevée à 48°, et, à l'aide du même appareil que celui employé pour les dernières expériences, les trois résultats suivants ont été obtenus :

a. Quand le gaz passe du voltamètre à l'inducteur sans filtrer à travers du coton de verre, un nuage dense est observé dans B au-dessus de l'eau, et une déviation de vingt-neuf divisions par minute se produit dans le sens négatif quand le gaz entre dans I.

b. Le tube reliant A à B est enlevé et un tube contenant du coton de verre y est substitué. Avec le même courant traversant le voltamètre, un léger nuage a été vu au-dessus de l'eau en B, et la déviation réduite à six divisions par minute. L'électrisation du gaz a été réduite ainsi d'un cinquième de sa valeur primitive en passant à

travers 15^{cm} de coton de verre. Cette longueur de coton de verre n'a pu laisser passer qu'une faible proportion de particules alcalines (*voir* Section 4); mais le nuage était distinctement visible.

c. Le tube contenant le coton de verre était chauffé avec un bec Bunsen et son pouvoir de décharge était considérablement accru, ce qui était mis en évidence par le fait que la déviation n'était plus que de deux divisions par minute et qu'aucun nuage ne se voyait au-dessus de l'eau en B. Il est ainsi évident que la formation du nuage et la présence de la charge sont des phénomènes qui s'accompagnent l'un l'autre.

7. Les nuages formés sont à peine différents en apparence et, pour des électrisations égales, ceux formés dans l'oxygène sont plus blancs que ceux formés dans l'hydrogène; il faut aussi signaler une différence entre les nuages formés dans l'oxygène positif ou négatif, celui formé dans le second étant plus blanc. Ceci montrerait que dans l'oxygène négatif les gouttes sont plus grandes que dans l'oxygène positif et, dans les deux cas, plus grosses que dans l'hydrogène. Une valeur très approchée du rayon de la goutte peut s'obtenir en observant la vitesse avec laquelle le nuage tombe dans le récipient. La vitesse de la goutte dans le gaz s'obtenait en prenant deux photographies du nuage à des moments séparés de quelques minutes. La figure 3 représente deux photographies prises d'un nuage formé par de l'oxygène préparé par électrolyse d'une solution d'acide sulfurique qui a barboté dans de l'eau. Entre les deux photographies, 3 minutes se sont écoulées, et l'échelle montre que pendant ce temps le nuage est tombé entre 9^{mm} et 10^{mm}. Des expériences semblables ont été faites avec les autres gaz, mais dans le cas de l'hydrogène la limite du nuage n'était jamais aussi distincte que dans l'oxygène.

Les dimensions des gouttes ont été obtenues à l'aide de la formule $6\pi\mu a V = \frac{4}{3}\pi a^3 g$ (Lamb, *Motion of fluids*, p. 229).

Ceci donne pour le rayon de la goutte dans l'oxygène positif $6{,}8 \times 10^{-5}$, la vitesse de chute étant 10^{mm} en 3 minutes, et le rayon de la goutte dans l'oxygène négatif $7{,}9 \times 10^{-5}$, la vitesse de chute étant de 18^{mm} en 4 minutes.

Nous connaissons le poids de chaque goutte, et, divisant par ce nombre le poids du nuage correspondant, nous avons le nombre de gouttes par centimètre cube. En divisant par le nombre de gouttes la charge par centimètre cube, on obtient la charge portée par chaque goutte.

La charge portée par le véhicule positif était ainsi trouvée égale à $2,4 \times 10^{-10}$ et celle portée par le négatif $2,9 \times 10^{-10}$. En tenant compte des erreurs expérimentales, ces deux charges peuvent

Fig. 3.

être considérées égales et ayant approximativement comme valeur 3×10^{-10}. La charge portée par l'hydrogène a été trouvée n'être qu'un tiers ou les deux tiers de cette valeur, mais elle n'a pu être mesurée avec beaucoup de précision, étant donnée la difficulté de déterminer le diamètre de la goutte. Pour le cas présent, on prendra pour cette charge $\frac{3}{2} \times 10^{-10}$.

Vitesse du véhicule soumis à une force électromotrice.

8. On a montré que le rayon de la goutte formant le nuage est de 8×10^{-5} dans le cas de l'oxygène chargé négativement, de telle façon que son poids est de 2×10^{-12} grammes, et que, lorsqu'il est soumis à l'influence de la pesanteur, il tombe avec une vitesse de 18^{mm} en 4 secondes. La force qui agit sur la goutte est pratiquement 2×10^{-9}, de façon qu'il faudrait, pour produire une vitesse équivalente, une force électrique de $\frac{2 \times 10^{-9}}{2 \times 10^{-10}}$ unités absolues, c'est-à-dire 3000 volts par centimètre. Quand le gaz a barboté à travers l'acide sulfurique, le rayon du véhicule est tellement réduit qu'il est facile de voir l'effet de mutuelle répulsion des particules portant la charge.

9. La méthode suivante est générale pour la recherche du mouvement d'un gaz dans un récipient de forme quelconque, la distribution étant uniforme. Si ρ est la densité d'électrisation en un point quelconque du gaz, si u, v et w sont les vitesses des véhicules le long des axes des x, y et z, l'équation de continuité est

$$\frac{1}{\rho}\frac{\delta\rho}{\delta t} + \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0,$$

la notation étant la même que celle employée par Lamb dans son ouvrage *Mouvement des fluides*. Si φ est le potentiel électrique, $-\frac{d\Phi}{dx}$, $-\frac{d\Phi}{dy}$, $-\frac{d\Phi}{dz}$ sont les forces qui agissent sur les véhicules chargés, et leurs vitesses u, v et w sont données par les équations

$$(1) \qquad ku = -e\frac{d\Phi}{dx}, \qquad kv = -e\frac{d\Phi}{dy}, \qquad kw = -e\frac{d\Phi}{dz},$$

où e est la charge du véhicule et k une constante qui doit être déterminée expérimentalement. Substituant ces valeurs pour u, v et w dans l'équation de continuité, nous avons

$$\frac{k}{\rho}\frac{\delta\rho}{\delta t} - e\Delta^2\Phi = 0.$$

mais comme $\Delta^2\Phi = -4\pi\rho$

$$\frac{k}{\rho^2}\frac{\delta\rho}{\delta t} = -4\pi e.$$

En intégrant nous avons

$$(2) \qquad \rho = \frac{\rho_0}{1 + \frac{4\pi e\rho_0 t}{k}}$$

où ρ_0 est la densité initiale, uniforme à travers l'espace considéré.

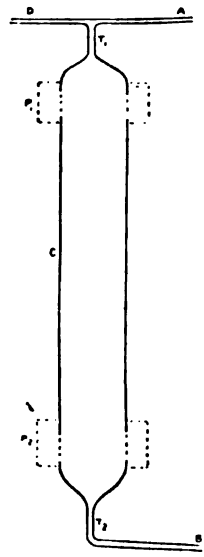
L'équation (2) montre que le mouvement a lieu de telle façon que la densité ρ est une fonction du temps seul, et ne varie pas en différents points du gaz; par suite, aucune variation n'a lieu dans la pression du gaz chargé, et les termes $\frac{dp}{dx}$, $\frac{dp}{dy}$, $\frac{dp}{dz}$ dont il faut tenir compte quand on considère le mouvement des gaz, peuvent être supprimés dans les équations (1), puisque p ne varie pas d'un point à un autre.

Quand le gaz est dans un récipient clos, la répulsion mutuelle des véhicules de l'électricité les amène aux parois contre lesquelles ils

peuvent se décharger ou contre lesquelles ils restent si près qu'ils ne peuvent en être chassés par le courant gazeux. L'équation (2) donne la densité du gaz chargé restant dans le récipient, et, si ce dernier est constitué par un conducteur isolé relié à une paire de quadrants d'un électromètre, la déviation de l'aiguille sera proportionnelle à ρ quand le gaz chargé sera chassé du récipient.

10. Afin de chercher expérimentalement avec quelle vitesse le gaz perd sa charge contre les parois d'un inducteur ou, en d'autres termes, afin de trouver comment varie la densité ρ avec le temps, un cylindre de métal c (*fig.* 4) long de $30^{cm},2$ et de $1^{cm},6$ de diamètre a été em-

Fig. 4.



ployé, les deux extrémités du cylindre étant fixées dans les blocs de paraffine P_1 et P_2 en même temps que les tubes de verre T_1 et T_2. Le tube T_1 qui servait à remplir le cylindre avait plusieurs couches de toile métallique de cuivre fine au travers de l'extrémité large, qui tendait à distribuer le gaz uniformément. Tout l'appareil était contenu dans un écran, les extrémités A et B des tubes conduisant au cylindre se projetant en dehors de l'écran; de cette façon le gaz chargé pouvait être introduit dans l'appareil sans déplacer un assemblage de tubes à l'intérieur de l'écran; de sorte que la déviation lue sur l'échelle de l'électromètre, quand c était relié aux quadrants isolés,

était seulement due à l'enlèvement de la charge à l'intérieur de *c*. Tout effet dû à la gravitation sur le mouvement des véhicules vers les parois du tube était supprimé en plaçant le tube verticalement.

11. Les gaz examinés étaient l'oxygène et l'hydrogène dégagés par l'électrolyse d'une solution d'acide sulfurique dilué. Le voltamètre était porté à une température d'environ 20° au-dessus de celle de la salle, il pouvait être maintenu à cette température en faisant passer le courant. Au moyen d'un ampèremètre et d'une résistance variable dans le circuit, le courant pouvait être maintenu constant.

On possède de cette façon une méthode permettant de remplir le cylindre plusieurs fois d'un gaz ayant une électrisation constante par centimètre cube; quand on remplit le cylindre d'hydrogène il vaut mieux amener le gaz par le haut et, quand on fait cette opération avec l'oxygène, amener le gaz par le bas, afin de chasser l'air dans le moins de temps possible, car il vaut mieux ne pas faire passer le courant plus de 5 minutes chaque fois, quand un certain nombre d'opérations réclamant la même électrisation doivent être faites.

Les gaz barbotaient d'abord dans de l'iodure de potassium, puis dans de l'acide sulfurique concentré de façon à entrer dans D parfaitement secs. Le cylindre et le tube qui lui étaient reliés étaient séchés en les chauffant avec un bec Bunsen et en les faisant traverser par de l'air sec. Cette précaution est absolument nécessaire, car il faut une très faible quantité d'humidité pour former un nuage, ce qui entraverait la marche des véhicules.

12. Une série d'expériences du genre suivant ont été faites. Le cylindre était relié à une paire de quadrants d'un électromètre, cette dernière était mise au sol pendant que le cylindre était rempli et isolée avant qu'on ne chassât le gaz afin de faire les lectures dans la même partie de l'échelle. Le tube A fermé, D relié au tube d'arrivée du laveur à acide sulfurique, un courant de 14 ampères était lancé dans le voltamètre. Il fallait seulement 5 minutes pour remplir *c* complètement avec le gaz chargé, le circuit était alors ouvert et B fermé, en même temps un chronomètre était mis en mouvement. Après *t* minutes les extrémités A et B étaient ouvertes, et de l'air sec non électrisé envoyé dans *c* pour expulser le gaz chargé; on observait alors une déviation de *n* divisions sur l'échelle de l'électromètre, cette déviation était proportionnelle à ρ, ρ étant la densité d'électrisation après que le gaz a séjourné un temps *t* du gaz dans le cylindre.

Les Tableaux IV et V donnent ainsi les nombres n et t, le premier pour l'hydrogène chargé, le second pour l'oxygène également chargé. On peut se rendre compte que ces nombres sont presque exactement les mêmes que ceux donnés par la formule

$$n = \frac{n_0}{1 + \theta t},$$

si nous posons $n_0 = 32$ et $\theta = 0,0043$ dans le cas de l'hydrogène et $n_0 = 49$ et $\theta = 0,00255$ dans le cas de l'oxygène. Les nombres calculés par cette formule sont ceux donnés par les Tableaux VI et VII, ce qui montre que

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \theta t}.$$

Nous avons ainsi de l'équation (2)

$$\theta = \frac{4\pi\rho_0 e}{k}.$$

Tableau IV.		Tableau V.		Tableau VI.		Tableau VII.	
n.	t.	n.	t.	n.	t.	n.	t.
32.....	0	49.....	0	32.....	0	49.....	0
25,5...	1	37,5...	2	25,4...	1	37,5...	2
20,5...	2	29,5...	4	21,1...	2	30,3...	4
17,5...	3	24,5...	6	18.....	3	25,5...	6
15,5...	4	22.....	8	15,7...	4	22.....	8
14.....	5			14.....	5		

13. La vitesse du véhicule chargé soumis à l'action d'une force électrique peut s'obtenir à l'aide de ces nombres. L'étalonnage de l'électromètre montre qu'une division correspondait à 0,0037 unité électrostatique de quantité, de façon que

$$\rho_0 = \frac{32 \times 0,0037}{\pi \times (0,8)^2 \times 30,2} = 2 \times 10^{-3} \text{ pour l'hydrogène}$$

et

$$\rho_0 = \frac{49 \times 0,0037}{\pi \times (0,8)^2 \times 30,2} = 3 \times 10^{-3} \text{ pour l'oxygène.}$$

Si k_H et e_H sont les valeurs de k et de e pour l'hydrogène, k_O et e_O celles pour l'oxygène, nous aurons

$$\frac{4\pi\rho_0 e}{k_H} = 0,0043 \quad \text{avec} \quad \rho_0 = 2 \times 10^{-3}$$

et

$$\frac{4\pi\rho_0 e}{k_O} = 0,00255 \quad \text{avec} \quad \rho_0 = 3 \times 10^{-3},$$

d'où l'on tire

$$\frac{k_H}{e_H} = 5,6 \qquad \text{et} \qquad \frac{k_O}{e_O} = 15.$$

De l'équation $kV = Fe$, semblable à l'équation (1) (§ 9), V étant la vitesse due au champ électrique F, nous avons pour le déplacement du véhicule chargé dans l'hydrogène $V = \frac{F}{5,6}$ et pour celui de l'oxygène $V = \frac{F}{15}$. Par suite, sous une force électromotrice de 1 volt par centimètre, le véhicule de l'hydrogène se déplace avec une vitesse de $\frac{1}{300 \times 5,6}$ centimètre par seconde et le véhicule de l'oxygène à la vitesse de $\frac{1}{300} \times \frac{1}{15}$ centimètre par seconde. Ces résultats ne nécessitent pas la connaissance de e.

Les conclusions auxquelles nous arrivons par les recherches ci-dessus reposent sur l'hypothèse que dans chaque cas nous opérons avec un gaz contenant des véhicules tous chargés du même signe positif ou négatif. Des expériences sur la conductibilité ont été exécutées afin de vérifier ce point, et le résultat a été qu'en réalité nous opérons avec des mélanges. Ainsi, dans le cas de l'hydrogène ou de l'oxygène préparés par électrolyse d'une solution d'acide sulfurique, ayant une charge positive égale à $3e$, il est possible d'obtenir une charge positive de $4e$ et une charge négative de e. Si nous supposons le positif et le négatif agissant séparément, la charge portée par le véhicule de l'oxygène sera de 5×10^{-10} au lieu de 3×10^{-10}, et les vitesses dans un champ de 1 volt par centimètre seraient plus petites dans le rapport de 3 à 4 que celles données ci-dessus.

Nous pouvons obtenir une valeur approximative de la dimension du véhicule si nous supposons que la viscosité d'un gaz modifie le mouvement d'une petite sphère et d'une grande suivant la même loi, $6\pi\mu a V = P$ (*Lamb.*, *loc. cit.*); substituant

$$V = \frac{1}{300 \times 5,6}, \qquad \mu = 10^{-4}$$

pour l'hydrogène et

$$P = \frac{1}{300} \times \frac{3}{2} 10^{-10} = \frac{1}{2} 10^{-12},$$

nous obtenons pour le rayon a du véhicule d'hydrogène $4,5 \times 10^{-7}$. Une substitution semblable donne pour le véhicule d'oxygène

12×10^{-7}. Ainsi les véhicules sont de grandes dimensions comparées aux dimensions moléculaires.

Les vitesses des véhicules, dans le cas de la conductibilité produite par les rayons de Röntgen, sont bien plus considérables que les précédentes. Ainsi, pour l'hydrogène et l'oxygène, M. Rutherford a obtenu des vitesses de 5,2 et de 1,2 centimètre par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre (*Phil. Mag.*, novembre 1897). En supposant que les charges portées par les véhicules sont du même ordre que celles obtenues au paragraphe 7, nous voyons que les dimensions des véhicules sont plus faibles que celles dont nous parlons ici.

Pouvoir de décharge des tubes.

14, 15, 16, 17, 18. L'auteur, précédemment, a montré que, si un gaz possédant une charge uniforme ρ_0 par centimètre cube était laissé pendant un temps t dans un tube, la densité de l'électrisation tombait à une valeur ρ donnée par $\rho = \frac{\rho_0}{1 + a\rho_0 t}$ où a est une constante. Quand le gaz est produit par électrolyse, on connaît le volume q de gaz entrant par seconde dans l'appareil, et si V est le volume du tube $t = \frac{V}{q}$, par conséquent $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{a\rho_0 V}{q}$, d'où l'on peut tirer a; la valeur de cette constante est plus grande que $\frac{4\pi e}{k}$ trouvée précédemment. En faisant passer le gaz à sa sortie du tube dans un inducteur isolé, $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ est le rapport de la charge gagnée par le tube en 1 minute à la charge gagnée par minute par l'inducteur. L'auteur a déterminé la valeur de $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ pour l'hydrogène et l'oxygène dégagés par électrolyse d'une solution d'acide sulfurique, $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ est proportionnel aux densités d'électrisation. La valeur de ce rapport augmente quand le courant qui passe dans l'électrolyte diminue, montrant qu'il dépend de la vitesse à laquelle le gaz est fourni au tube. D'autre part, plus le diamètre du tube est petit, plus petite est la perte de la charge.

La dépendance de $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ à ρ_0 est importante, car, en partant de la formule $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{4\pi e}{k} \times \frac{\rho_0 V}{q}$, on peut voir que lorsqu'on chauffe le voltamètre l'accroissement de charge est dû à l'accroissement du nombre de véhicules et non à celui de la charge des véhicules. Car dans ce dernier cas $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ serait proportionnel au carré de ρ_0. Il était presque impossible de faire passer un gaz de façon que le pouvoir de décharge fût aussi petit que la valeur théorique calculée en partant des nombres donnés pour k (§ 13). Des causes comme une dif-

férence faible de température entre le gaz et la paroi donnant naissance à des courants dans le gaz augmentent considérablement le pouvoir de décharge, mais produisent ici un effet relativement petit quand le gaz est au repos dans le tube. La vitesse du véhicule vers les parois du tube, vitesse due à une force électromotrice, sera ainsi trop forte lorsqu'elle sera calculée par la formule

$$\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{4\pi e}{k} \times \frac{\rho_0 V}{q}.$$

Causes influençant le pouvoir de décharge.

19, 20, 21. En remplaçant l'acide sulfurique du barboteur par de l'eau, le pouvoir de décharge du tube est différent si le tube est vertical ou horizontal, ce qui est dû à l'action de la gravitation sur les gouttes formant le nuage; la charge réside donc bien sur les gouttes. Cette modification du pouvoir de décharge se fait même sentir avec les gaz desséchés comme précédemment. En plaçant à la suite du barboteur à acide sulfurique un tube contenant de l'anhydride phosphorique, long de 8^{cm} avec des tampons de coton de verre à chaque extrémité, on ne perd pas plus de la moitié de la charge portée par le gaz. L'hydrogène ainsi desséché perd plus de sa charge en passant dans le tube c que s'il avait été desséché sur l'acide sulfurique seul, mais le fait de placer le tube c verticalement ou horizontalement n'a aucun effet. Le pouvoir de décharge d'un tube vertical est diminué si le gaz est humide, la perte de charge du gaz en passant dans un tube vertical est due aux irrégularités du mouvement du gaz et au contact accidentel du nuage avec les côtés.

Diffusion.

22, 23. Lorsqu'on fait traverser un récipient en terre poreuse à de l'hydrogène portant une charge, on constate qu'après avoir traversé le récipient le gaz n'a conservé qu'une faible partie de sa charge; l'auteur a ensuite vérifié que les véhicules de l'électricité dans l'hydrogène chargé peuvent être transférés à un autre gaz par diffusion.

Expériences avec l'acide chlorhydrique.

24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32. Dans le cas des gaz produits par électrolyse, certaines causes influencent à la fois le signe et la quantité d'électricité transportée; l'auteur a étudié ces causes en examinant les gaz produits par l'électrolyse d'une solution à 20 pour 100 d'acide chlorhydrique. Avec des électrodes en charbon, on remarque que l'hydrogène possède une charge positive qui diminue graduellement pour devenir négative.

Le chlore a été trouvé posséder une charge négative ne changeant pas de signe comme pour l'hydrogène.

Si les électrodes en charbon sont remplacées par des électrodes en platine

n ne remarque pas de changement de signe pour l'hydrogène, mais le chlore evient positif au bout d'un certain temps.

Il est probable qu'en ce qui concerne l'hydrogène provenant d'un voltaètre à électrodes de charbon le changement de signe peut s'expliquer par le it qu'il s'est formé à l'électrode négative une petite quantité d'acide chlorydrique due à l'action de l'hydrogène naissant sur le chlore et que, de plus, atome d'hydrogène positif est plus actif à former un composé avec le chlore ue le négatif.

M. Townsend a vérifié également que l'hydrogène dégagé de l'électrolyse l'acide chlorhydrique, dans un voltamètre à électrodes de platine, formait un ouillard de la même façon que l'hydrogène préparé par électrolyse d'une lution d'acide sulfurique.

LA DIFFUSION DES IONS DANS LES GAZ,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Phil. Trans. of the Royal Society, t. CXCIII, A, 1900, p. 129-158.

Introduction.

Plusieurs résultats intéressants en relation avec la Physique moléculaire peuvent s'obtenir à l'aide des coefficients de diffusion des ions dans les gaz. Les déterminations de ces coefficients nous permettent de trouver le nombre de molécules contenues dans un volume donné d'un gaz, et de comparer la charge portée par un ion dans un gaz conducteur à la charge d'un atome d'hydrogène dans un électrolyte. Dans ce mémoire, on a appliqué les principes sur lesquels repose la théorie de la diffusion mutuelle des gaz à la diffusion des ions produits dans un gaz par l'action des rayons de Röntgen.

Pour simplifier, considérons d'abord la théorie générale de la conductibilité des gaz. J.-J. Thomson a montré que tous les phénomènes peuvent s'expliquer en supposant que les rayons produisent dans le gaz des ions qui, en se déplaçant sous l'action d'une force électrique, donnent naissance à la conductibilité observée. Quand le gaz a été soustrait à l'influence des rayons, la conductibilité diminue graduellement, et la disparition des ions peut être due à trois causes, dont l'une quelconque peut d'ailleurs être prédominante.

1° S'il y a une force électrique, les ions se déplacent à travers le gaz le long des lignes de force et sont déchargés quand ils atteignent les extrémités de celles-ci.

2° La recombinaison détruit la conductibilité : les ions positifs et les ions négatifs, en se déplaçant dans le gaz, viennent en contact et se neutralisent ainsi mutuellement.

3° Les ions se diffusent et viennent au contact des parois du vase qui contient le gaz ; c'est ce que nous appellerons l'*effet des parois*.

Comme la recombinaison, cet effet se produit en l'absence de toute force électrique et est dû au mouvement d'agitation des ions.

Afin d'illustrer d'une façon simple les principes qu'impliquent les expériences décrites dans ce mémoire, supposons qu'un gaz renfermé dans une sphère métallique ait été rendu conducteur par l'action des rayons de Röntgen. Considérons ce qui se passe quand le gaz a été soustrait à l'action des rayons, en faisant abstraction pour le moment de l'effet de recombinaison. On peut considérer les ions comme constituant un gaz séparé, les molécules de ce gaz pouvant être soit plus grosses, soit plus petites que celles du gaz dans lequel elles sont plongées. Quand un ion vient au contact de la surface de la sphère, il perd sa charge, de sorte qu'on peut regarder le métal comme un corps absorbant complètement les ions. La diminution de la conductibilité produite par la diffusion des ions vers les parois est exactement analogue à l'enlèvement de l'humidité d'un gaz qu'on force à traverser de l'acide sulfurique bulle à bulle. Plus la vapeur d'eau se diffuse rapidement à travers le gaz, plus grand sera le nombre des molécules d'eau qui viendront au contact de l'acide entourant la bulle. Si l'on détermine expérimentalement la quantité d'humidité enlevée, on pourra en déduire le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le gaz [1]. Il serait impraticable d'employer cette méthode pour déterminer le coefficient de diffusion des ions dans un gaz renfermé dans un grand récipient, car, dans ce cas, la perte de conductibilité due aux parois serait faible en comparaison de celle qui serait due à la recombinaison.

La méthode adoptée consiste à faire passer un courant uniforme de gaz dans un tube métallique fin, et à faire tomber les rayons sur le gaz immédiatement avant son entrée dans le tube. Le diamètre du tube peut être déterminé de façon que le nombre des ions qui viennent au contact des parois soit grand en comparaison du nombre de ceux qui se recombinent.

Il est commode d'employer un tube d'une longueur telle que la conductibilité soit réduite à environ la moitié de sa valeur initiale.

Pour obtenir le coefficient de diffusion, quand on connaît la perte relative de conductibilité, le problème suivant se présente : si une petite quantité d'un gaz A est mélangée à un autre gaz B, et que le mélange ait circulé dans un tube dont les parois absorbent complètement A, trouver quelle quantité de A sort du tube avec B.

---

[1] John-S. Townsend, *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898.

On verra immédiatement que, si les gaz se diffusent rapidement l'un dans l'autre, une grande partie des molécules du gaz A viendront au contact de la paroi du tube et y seront absorbées. Si, d'un autre côté, la vitesse de diffusion mutuelle est très faible, les molécules de A parcourront le tube suivant des lignes droites parallèles à son axe et il n'en viendra qu'un nombre négligeable au contact de la paroi.

La solution complète de ce problème, en tenant compte de la vitesse aux différents points d'un rayon du tube, est donnée dans la première Partie. Les résultats des expériences et les conclusions auxquelles elles conduisent font l'objet de la seconde Partie.

PREMIÈRE PARTIE.

THÉORIE MATHÉMATIQUE DE LA DIFFUSION.

1. Dans un gaz conducteur, nous avons à considérer deux séries distinctes de corps : les ions, qui sont chargés, et dont le mouvement sous l'action d'une force électromotrice constitue la conduction, et les molécules neutres, en nombre beaucoup plus grand que les ions (l'ordre de grandeur du nombre des molécules est 10^{12} fois celui des ions). Nous regarderons pour le moment les ions comme comprenant nombres égaux de particules chargées positivement et de particules chargées négativement; on peut les considérer comme constituant un gaz distinct A, le reste des molécules comme constituant un autre gaz B, et l'ensemble un gaz conducteur. Quand les ions viennent au contact d'une surface métallique, ils lui cèdent leur charge, ou restent au contact de la surface, de sorte que le métal se comporte comme un absorbant parfait pour les ions.

Dans un mémoire sur la théorie dynamique des gaz [1], J.-C. Maxwell a donné les équations générales du mouvement de deux gaz qui se diffusent l'un dans l'autre.

Ces équations sont de la forme

$$\rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial p_1}{\partial x} = kA\rho_1\rho_2(u_2 - u_1) + X\rho_1 \text{ [2]},$$

ρ_1 et ρ_2 désignant les densités des deux gaz; p_1 et p_2 leurs pressions

---

(1) *Phil. Trans.*, t. CLVII, 1866.

(2) *Voir* L. Boltzmann, *Leçons sur la théorie des gaz*, Première Partie de la traduction française, p. 186. (*Note du traducteur*.)

partielles; u_1 et u_2 leurs vitesses moyennes dans la direction de l'axe des x; kA une constante pour l'ensemble des deux gaz, qui dépend de la température; et X la force qui agit sur l'unité de masse.

Le premier et le dernier terme de l'équation ci-dessus peuvent être négligés, car ils sont petits en comparaison des deux autres; mais, s'il s'agit d'un gaz constitué par de petites particules chargées, il faut introduire un nouveau terme quand il y a des forces électriques qui agissent.

Ainsi, le terme $\rho_1 X$, dû aux forces de gravité, est égal, par exemple, à $981 \times m_1 n_1$, en désignant par m_1 la masse d'une molécule du premier gaz (m_1 est de l'ordre de 10^{-23} gramme), et par n_1 le nombre des molécules de ce gaz par centimètre cube.

Pour évaluer $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ grossièrement, supposons les gaz contenus dans un tube de $0^{cm},15$ de rayon et $p_1 = 0$ à la surface. Dans ce cas, $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ sera de l'ordre de $\frac{p'_1}{0,15}$, p'_1 désignant la valeur de p_1 au centre.

Si ξ_1, η_1, ζ_1 désignent respectivement les vitesses moyennes d'agitation moléculaire dans les directions des x, des y et des z, on a

$$p'_1 = m_1 n'_1 \xi_1^2,$$

et l'on obtient

$$\frac{p'_1}{0,15} = \frac{m_1 n'_1 \xi_1^2}{0,15}.$$

Comme ξ_1 est de l'ordre de 10^4, cette valeur de $\frac{\partial p_1}{\partial x}$ est de l'ordre de $\frac{10^{-15} n'_1}{0,15}$, c'est-à-dire grande en comparaison de $981 \times m_1 n'_1$, qui est de l'ordre de $10^{-20} n'_1$.

Le premier terme $m_1 n_1 \frac{\partial u_1}{\partial t}$ est petit, comparé à $\frac{\partial p_1}{\partial x}$, puisque la résistance au mouvement est si considérable; l'accélération, dans les cas qui nous occupent, est moindre que celle d'un corps tombant sous l'action de la gravité et, par suite, est d'un ordre beaucoup plus faible que $\frac{\partial p_1}{\partial x}$.

Si chacune des n_1 molécules du premier gaz porte une charge atomique (6.10^{-10} unité électrostatique), les forces entrant en jeu pourront être d'un ordre quelconque de grandeur, comparé à $\frac{\partial p_1}{\partial x}$. Dans un champ électrique de 1 volt par centimètre, la force agissant sur n'_1 ions serait $\frac{1}{300} \times 6 \times 10^{-10} \times n'_1 = 2 \times 10^{-12} \times n'_1$ qui est

grand comparé à la valeur ci-dessus trouvée pour $\frac{\partial p_1}{\partial x}$, savoir

$$\frac{10^{-15} \times n'_1}{1,5}.$$

En général, il faut six équations de la forme donnée par Maxwell: mais quand, comme dans le cas présent, l'un des gaz existe en très faible quantité, le système se réduit à trois équations, et le mécanisme de la diffusion des ions peut être considéré comme ayant un effet nul sur les vitesses moyennes du gaz dans lequel ils se diffusent. Le second gaz B n'a pratiquement aucun mouvement en circulant dans un tube, sauf le long de l'axe, que nous prenons comme axe des z. La notation peut donc être simplifiée et, dans ce qui suit, nous désignerons par :

n le nombre des ions par centimètre cube;
p leur pression partielle;
e la charge d'un ion;
X, Y, Z les composantes de la force électrique en un point;
u, v, w les composantes de la vitesse des ions;
W la vitesse du gaz B circulant dans le tube;
a le rayon du tube;
K le coefficient de diffusion de A dans B.

Les équations différentielles du mouvement sont :

$$\frac{1}{K} pu = -\frac{\partial p}{\partial x} + nXe,$$

$$\frac{1}{K} pv = -\frac{\partial p}{\partial y} + nYe,$$

$$\frac{1}{K} pw = -\frac{\partial p}{\partial z} + nZe + \frac{1}{K} pW.$$

Quand l'état permanent est atteint, p est constant par rapport au temps en tous les points du tube, et l'équation de continuité devient

$$\frac{\partial}{\partial x}(pu) + \frac{\partial}{\partial y}(pv) + \frac{\partial}{\partial z}(pw) = 0;$$

$\frac{\partial p}{\partial z}$ peut être négligé dans la troisième équation, car c'est une quantité petite en comparaison des autres termes : ainsi, dans la pratique, $\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z}$ est de l'ordre de $\frac{1}{20}$, $W = 100$ et $K = 0,03$; de sorte que $\frac{\partial p}{\partial z}$ est seulement de l'ordre de $\frac{1}{10000}$ de $\frac{1}{K} pW$.

Dans le cas actuel, on a

$$W = \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2),$$

V étant la vitesse moyenne, définie par la condition que le volume total de gaz B, qui traverse une section quelconque du tube pendant le temps t, soit égal à $\pi a^2 V t$. Si l'on se borne au cas où les ions positifs et les ions négatifs sont en nombre égal, les forces X, Y, Z s'annulent, et l'équation à laquelle satisfait p devient

$$K\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}\right) - \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2)\frac{\partial p}{\partial z} = 0;$$

ou bien, en l'exprimant en coordonnées cylindriques,

$$(1) \qquad r^2 \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + r\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2Vr^2}{a^2 K}(a^2 - r^2)\frac{\partial p}{\partial z} = 0.$$

Nous devons trouver une solution de cette équation qui satisfasse aux conditions suivantes :

$p = p_0$, quand $z = 0$, pour toutes les valeurs de r, puisque A est distribué uniformément dans le gaz B, à l'entrée du tube.

$p = 0$ quand $r = a$, pour toutes les valeurs de z, puisque A est absorbé en arrivant au contact des parois.

Posons

$$p = \varphi e^{-\frac{\theta^2 a^2 K}{2V} z},$$

φ étant une fonction de r, et θ^2 une constante à déterminer ultérieurement.

En substituant à p cette valeur dans l'équation (1), il vient

$$(2) \qquad r^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + r\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \theta^2 r^2 (a^2 - r^2)\varphi = 0.$$

On peut trouver une solution, M, développée en série.

Soient

$$A_m r^m + A_{m+2} r^{m+2} + A_{m+4} r^{m+4},$$

trois termes consécutifs du développement de M suivant les puissances de r.

La substitution dans (2) nous donne, en égalant à zéro le coefficient de r^{m+4},

$$(m+4)^2 A_{m+4} + \theta^2 a^2 A_{m+2} - \theta^2 A_m = 0.$$

Si $A_{m+4} r^{m+4}$ est le premier terme de M, $(m+4)^2$ doit être nul.

Par suite, le premier terme doit être une constante que nous prendrons égale à 1. Ainsi

$$(3) \qquad M = 1 + B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \ldots$$

et, par suite, B_1, B_2, B_3, ... sont donnés par les équations

$$\begin{aligned} 4B_1 + \theta^2 a^2 &= 0, \\ 16B_2 + \theta^2 a^2 B_1 - \theta^2 &= 0, \\ 36B_3 + \theta^2 a^2 B_2 - \theta^2 B_1 &= 0, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}$$

2. Si l'équation (3) est mise sous la forme

$$M = 1 - \beta_1 \left(\frac{r}{a}\right)^2 + \beta_2 \left(\frac{r}{a}\right)^4 - \beta_6 \left(\frac{r}{a}\right)^6 + \ldots,$$

la relation entre trois coefficients consécutifs quelconques devient

$$4n^2 \beta_n = \theta^2 a^4 (\beta_{n-1} + \beta_{n-2}),$$

et il est facile d'en déduire que la série trouvée pour M est convergente.

En effet, supposons

$$2n > \theta^2 a^4,$$

et soit

$$\beta_{n-1} + \beta_{n-2} = S.$$

Alors on a

$$\beta_n < \frac{S}{2n} \qquad \text{et} \qquad \beta_{n+1} < \frac{S}{2n}.$$

De même,

$$\beta_{n+2} < \frac{S}{2n(n+2)} \qquad \text{et} \qquad \beta_{n+3} < \frac{S}{2n(n+2)}.$$

En procédant de cette façon, nous voyons que

$$\beta_{n+2m} < \frac{S}{2n(n+2)(n+4)\ldots(n+2m)},$$

d'où résulte que la série (3) est convergente.

3. L'équation (2) a une seconde solution indépendante N que l'on peut trouver à l'aide de la solution $\varphi = M$, car la solution complète est de la forme $\alpha M + \beta N$.

On verra, d'après ce qui suit, que la solution N devient infinie

quand r s'annule; de sorte que l'on doit la négliger quand le gaz A, comme c'est le cas, s'étend jusqu'au centre du tube.

En substituant à φ, dans l'équation (2),

$$N = Mu,$$

on obtient

$$Mr^2 \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + 2r^2 \frac{\partial M}{\partial r} \frac{\partial u}{\partial r} + rM \frac{\partial u}{\partial r} = 0,$$

ou bien

$$\frac{1}{\frac{\partial u}{\partial r}} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{M} \frac{\partial M}{\partial r} + \frac{1}{r} = 0$$

dont l'intégration donne

$$rM^2 \frac{\partial u}{\partial r} = c$$

et, par suite,

$$u = c \int \frac{dr}{rM^2}$$

En développant $\frac{1}{rM^2}$ en fractions partielles et en intégrant, on voit que u contient un terme $c \log r$, de sorte que N devient infini quand $r = 0$.

Donc, p ne peut contenir N dans son développement, et nous obtenons

$$p = \Sigma c_\theta M_\theta e^{-\frac{\theta^2 a^2 K}{2V} z}. \tag{4}$$

La condition aux limites $p = 0$, quand $r = a$, exige que l'on choisisse des valeurs de θ^2 annulant M_θ quand $r = a$.

Si l'on remplace r par a dans la fonction M, on obtient une fonction de $\theta^2 a^4$ avec des coefficients numériques. Soient $x_1, x_2, x_3, \ldots$ les valeurs de $\theta^2 a^4$ qui satisfont à l'équation

$$M_{(r=a)} = 0,$$

et soient $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \ldots$ les valeurs correspondantes de θ. L'équation (4) devient

$$p = c_1 M_1 e^{-\frac{\theta_1^2 a^2 K}{2V} z} + c_2 M_2 e^{-\frac{\theta_2^2 a^2 K}{2V} z} + \ldots. \tag{5}$$

4. Avant de procéder à la détermination des coefficients c_1, $c_2, \ldots$, il est nécessaire de démontrer quelques propriétés générales

de la solution de l'équation

$$\Delta\varphi + \theta_n^2 f(x, y, z)\varphi = 0,$$

$f(x, y, z)$ étant une fonction quelconque de x, y, z [1].

Soient φ_n et $\varphi_{n'}$ des solutions correspondant aux valeurs θ_n et $\theta_{n'}$ du paramètre θ.

D'après le théorème de Green, on a

$$\int\int\int [\varphi_n \Delta\varphi_{n'} - \varphi_{n'} \Delta\varphi_n]\, dx\, dy\, dz = \int\int \left(\varphi_n \frac{\partial\varphi'}{\partial\nu} - \varphi' \frac{\partial\varphi}{\partial\nu}\right) dS.$$

Supposons que θ_n et $\theta_{n'}$ soient des valeurs de θ annulant φ_n et $\varphi_{n'}$ sur la surface S qui limite l'espace auquel est étendue l'intégrale triple précédente. Dans ces conditions, l'intégrale de surface s'annule et l'on obtient, en substituant à $\Delta\varphi_n$ et $\Delta\varphi_{n'}$ leurs valeurs

$$(6_a) \qquad (\theta_n^2 - \theta_{n'}^2)\int\int\int \varphi_n \varphi_{n'} f(x, y, z)\, dx\, dy\, dz = 0,$$

d'où résulte que l'intégrale triple s'annule quand θ_n et $\theta_{n'}$ sont différents l'un de l'autre.

Supposons que $\varphi_{n'}$ soit obtenu à l'aide de φ_n en changeant θ_n^2 en $\theta_n^2 + d\theta^2$, le théorème de Green donne

$$-d\theta^2 \int\int\int \varphi_n^2 f(x, y, z)\, dx\, dy\, dz = d\theta^2 \int\int \left[\varphi_n \frac{\partial^2\varphi_n}{\partial\theta_n^2 \partial\nu} - \frac{\partial\varphi_n}{\partial\theta_n^2} \frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}\right] dS.$$

de sorte que

$$(6_b) \qquad \int\int\int \varphi_n^2 f(x, y, z)\, dx\, dy\, dz = \int\int \frac{\partial\varphi_n}{\partial\theta^2} \frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}\, dS.$$

Nous avons aussi

$$\int\int\int \Delta\varphi_n\, dx\, dy\, dz = \int\int \frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}\, dS,$$

d'où l'on déduit

$$(6_c) \qquad \theta_n^2 \int\int\int \varphi_n f(x, y, z)\, dx\, dy\, dz = -\int\int \frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}\, dS.$$

---

[1] Et Δ (notation française ordinaire au lieu de ∇^2) désignant

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

(*Note du traducteur.*)

5. Prenons pour $f(x, y, z)$ la fonction $a^2 - r^2$ et pour φ une fonction de la coordonnée cylindrique r.

L'équation

$$\Delta\varphi + \theta^2 f(x, y, z)\varphi = 0$$

se réduit alors à

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\varphi}{dr}\right) + \theta^2(a^2 - r^2)\varphi = 0,$$

de sorte que l'on peut remplacer φ par M dans les trois équations (6_a), (6_b) et (6_c). Si les intégrales doubles sont étendues à la surface du cylindre de rayon a, on obtient

$$(7_a) \qquad \int_0^a M_n M_{n'}(a^2 - r^2) r\, dr = 0,$$

$$(7_b) \qquad \int_0^a M_n^2 (a^2 - r^2) r\, dr = a\left[\frac{\partial M_n}{\partial \theta_n^2}\frac{\partial M_n}{\partial r}\right]_{r=a},$$

$$(7_c) \qquad \int_0^a M_n (a^2 - r^2) r\, dr = -\frac{a}{\theta_n^2}\left[\frac{\partial M_n}{\partial r}\right]_{r=a}.$$

De ces trois équations, on peut tirer les coefficients c_1, c_2, ...

Puisque $p = p_0$, quand $z = 0$, on a

$$p_0 = c_1 M_1 + c_2 M_2 + \ldots.$$

Multiplions cette identité par $M_n(a^2 - r^2) r\, dr$, et intégrons de $r = 0$ à $r = a$, nous obtenons

$$-\frac{a p_0}{\theta_n^2}\left[\frac{\partial M}{\partial r}\right]_{r=a} = C_n a\left[\frac{\partial M}{\partial r}\frac{\partial M}{\partial \theta^2}\right]_{r=a},$$

et, par suite,

$$C_n = \frac{-p_0}{\theta_n^2\left[\frac{\partial M_n}{\partial \theta_n^2}\right]_{r=a}}$$

et

$$(8) \qquad p = -p_0\left\{\frac{M_1}{\theta_1^2\left[\frac{\partial M_1}{\partial \theta_1^2}\right]_{r=a}} e^{-\frac{\theta_1^2 a^2 K}{2V} z} + \frac{M_2}{\theta_2^2\left[\frac{\partial M_2}{\partial \theta_2^2}\right]_{r=a}} e^{-\frac{\theta_2^2 a^2 K}{2V} z} + \ldots\right\}.$$

A l'entrée du tube, la quantité du gaz A, par centimètre cube, est proportionnelle à p_0, de sorte que $p_0 \pi a^2 V$ est proportionnel à la quantité du gaz A qui entre dans le tube par seconde (quantité déterminée par la valeur de la conductibilité quand A est constitué par des ions).

La quantité de A qui traverse par seconde une section située à la

distance z de l'origine est proportionnelle à

$$\int_0^a p\frac{2V}{a^2}(a^2-r^2)2\pi r\,dr$$

p ayant la valeur donnée par l'équation [illegible]. Le rapport R de la quantité du gaz A traversant une section située à la distance z, à celle qui entre dans le tube, est

$$\frac{4}{p_0 a^4}\int_0^a p(a^2-r^2)r\,dr.$$

En remplaçant p par sa valeur et en tenant compte de l'équation [illegible], il vient

$$R = \frac{2}{a^2}\frac{1}{\theta_1^2}\left[\frac{\frac{\partial M_1}{\partial r}}{\frac{\partial M_1}{\partial \theta_1^2}}\right]_{r=a} e^{-\frac{\theta_1^2 a^2 K}{2V}z} - \frac{1}{\theta_2^2}\left[\frac{\frac{\partial M_2}{\partial r}}{\frac{\partial M_2}{\partial \theta_2^2}}\right]_{r=a} e^{-\frac{\theta_2^2 a^2 K}{2V}z} - \ldots,$$

Les valeurs de θ admissibles sont les racines de l'équation

$$M_{r=a} = 0$$

regardée comme une équation en θ.

On peut remarquer ici que si le gaz A, à l'entrée du tube, était distribué à travers la section suivant la loi $p = \chi(r)$, χ désignant une fonction quelconque, les coefficients du développement de p dans l'équation [illegible] seraient déterminables au moyen de l'identité

$$\chi(r) \equiv C_1 M_1 - C_2 M_2 - \ldots,$$

et, d'après [illegible] et [illegible], on voit que l'on a

$$C_n = \frac{\int_0^a \chi(r) M_n (a^2-r^2) r\,dr}{a\left[\frac{\partial M_n}{\partial r}\frac{\partial M_n}{\partial \theta^2}\right]_{r=a}}.$$

Par suite, une fonction quelconque χ peut être développée en une série de fonctions M.

On peut voir, d'ailleurs, d'après les équations (6_a) et (6_b), que $\chi(r)$ peut être développée en une série de fonctions φ, φ étant une solution de

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right) - \theta^2 f(r)\varphi = 0,$$

ces valeurs de θ étant choisies de façon à annuler φ sur la paroi du cylindre auquel s'applique la distribution χ.

6. Avant de déterminer les racines de l'équation

$$M_{r=a} = 0,$$

il est utile d'établir les deux propositions suivantes :

1° Tous les coefficients de

$$\frac{1}{a^3\theta^4}\left[\frac{\dfrac{\partial M}{\partial r}}{\dfrac{\partial M}{\partial \theta^2}}\right]_{r=a},$$

dans le développement de R donné par (9), sont positifs et ont pour somme $\frac{1}{4}$;

2° Toutes les racines de l'équation

$$M_{r=a} = 0$$

sont positives.

Quand $z = 0$, on doit avoir $R = 1$, de sorte que

$$\sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{1}{a^2\theta_n^2}\left[\frac{\dfrac{\partial M_n}{\partial r}}{\dfrac{\partial M_n}{\partial \theta_n^2}}\right]_{r=a} = \frac{1}{4}.$$

On a aussi, par suite de (7*b*),

$$\frac{1}{a^3\theta_1^4}\left[\frac{\dfrac{\partial M_1}{\partial r}}{\dfrac{\partial M_1}{\partial \theta^2}}\right]_{r=a} = \frac{1}{a^3\theta_1^4}\left[\frac{\left(\dfrac{\partial M_1}{\partial r}\right)^2}{\dfrac{\partial M_1}{\partial \theta^2}\,\dfrac{\partial M_1}{\partial r}}\right]_{r=a} = \frac{1}{a^2\theta_1^4}\,\frac{\left(\dfrac{\partial M_1}{\partial r}\right)^2}{\displaystyle\int_0^a M_1^2(a^2-r^2)\,r\,dr}.$$

Cette dernière expression est essentiellement positive, puisque r est $< a$; donc, dans la série (9), aucun des coefficients ne peut être plus grand que $\frac{1}{4}$ diminué de la somme des coefficients précédents.

La seconde proposition se démontre facilement par une méthode géométrique qui montre que, si θ^2 est négatif, $M_{r=a}$ est une quantité positive plus grande que l'unité.

Les premiers termes de M sont

$$M = 1 - \frac{\theta^2 a^2}{4} r^2 + \frac{1}{16}\left(\theta^2 + \frac{\theta^4 a^4}{4}\right) r^4 + \ldots.$$

Supposons $\theta^2 < 0$, et traçons une courbe en prenant r pour abscisse x et M pour ordonnée y.

Si $x = 0 : y = 1$, $\frac{dy}{dx} = 0$ et $\frac{d^2y}{dx^2} > 0$; par suite, la courbe coupe l'axe des y à l'unité de distance de l'origine, la tangente à la courbe en ce point est parallèle à l'axe des x, et, quand x croît, la convexité est tournée vers l'axe des x.

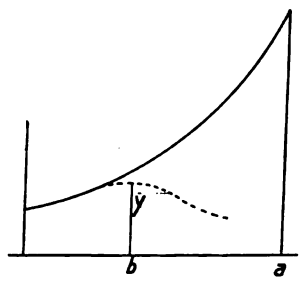
De l'équation différentielle de la courbe,

$$x^2 \frac{d^2y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} = -\theta^2(a^2 - x^2)x^2 y,$$

on peut facilement déduire qualitativement la forme que prend la courbe quand r croît de 0 à a.

On a vu que, au début, quand x est petit, y, $\frac{dy}{dx}$ et $\frac{d^2y}{dx^2}$ sont des quantités positives. Supposons que $\frac{dy}{dx}$ puisse être négatif pour des valeurs de r inférieures à a, la courbe prenant la forme de la ligne pointillée de la figure 1; $\frac{dy}{dx}$, d'abord positif, puis négatif, doit s'annuler dans l'intervalle pour une valeur $x = b$.

Fig. 1.



L'équation différentielle donnerait alors

$$b^2 \frac{d^2y}{dx^2} = -\theta^2(a^2 - b^2)b^2 Y.$$

Par suite, $\frac{d^2y}{dx^2}$ est > 0; par suite, en se déplaçant le long de l'axe des x dans la direction des x positifs, la courbe recommence à tourner sa convexité vers l'axe des x, de sorte que y va en croissant : ceci montre que $\frac{dy}{dx}$ ne peut être négatif pour aucune valeur de x comprise entre 0 et a. Par suite, la courbe doit avoir une forme analogue à celle de

la courbe tracée en traits continus, la valeur de y pour $x = a$ étant plus grande que la valeur de y à l'origine. Donc, la fonction $M_{r=a}$ ne peut s'annuler pour aucune valeur négative de θ^2.

7. Si l'on fait $r = a$ dans M_1, l'expression devient une fonction de $\theta^2 a^4$, avec des coefficients numériques. Les deux plus petites racines de l'équation $M_{r=a} = 0$ sont

$$\theta_1^2 a^4 = 7,313$$

et

$$\theta_2^2 a^4 = 44,56,$$

que l'on trouve en développant M suivant les puissances croissantes de $\theta^2 a^4$. Pour la détermination de ces racines, huit termes du développement ont été trouvés; les racines plus grandes ne peuvent pas être déterminées commodément par cette méthode; mais, pour le but que nous nous proposons ici, il n'est pas nécessaire de les calculer, car les termes qu'elles introduiraient dans R sont inférieurs aux erreurs d'expérience.

Les autres valeurs numériques nécessaires sont

$$\frac{1}{\theta_1^2 a^3}\left(\frac{\partial M_1}{\partial r}\right)_{r=a} = 0,1321, \qquad \frac{1}{\theta_2^2 a^3}\left(\frac{\partial M_2}{\partial r}\right)_{r=a} = 0,0302,$$

$$\frac{1}{a^4}\left(\frac{\partial M_1}{\partial \theta_1^2}\right)_{r=a} = 0,0926, \qquad \frac{1}{a^4}\left(\frac{\partial M_2}{\partial \theta_2^2}\right)_{r=a} = 0,0279.$$

Par suite,

$$(10) \quad R = 4\left(\frac{0,1321}{7,313 \times 0,0926} e^{-\frac{7,313 K z}{2 a^2 V}} + \frac{0,0302}{44,56 \times 0,0279} e^{-\frac{44,56 K z}{2 a^2 V}} + \ldots\right).$$

Cette formule est valable pour les gaz en général quand le gaz absorbé existe en faible quantité. Cette restriction est nécessaire, car l'effet de la gravité troublerait la distribution de pressions donnée par l'équation (8), en particulier quand les gaz A et B ont des densités très différentes.

Nous conclurons donc de ce qui précède que : lorsque deux gaz A et B sont mélangés et circulent dans un tube dont la paroi absorbe A, le rapport de la quantité du gaz A qui sort du tube à celle qui y entre est égal à

$$4\left(0,1952 e^{-\frac{7,313 K z}{2 a^2 V}} + 0,0243 e^{-\frac{44,56 K z}{2 a^2 V}} + \ldots\right),$$

désignant le rayon du tube; z, sa longueur; K, le coefficient de dif-

fusion mutuelle des deux gaz, et V, leur vitesse moyenne dans le tube.

La vitesse est plus grande au centre qu'à la surface du tube, ce qui a pour effet d'accroître la quantité de A qui sort du tube avec B. On peut le voir [1], en comparant la formule (10) à la fonction

$$4\left(\frac{e^{-\frac{(2,404)^2 K z}{a^2 V}}}{(2,404)^2} + \frac{e^{-\frac{(5,52)^2 K z}{a^2 V}}}{(5,52)^2} + \ldots\right)$$

qui donne la valeur du rapport de la quantité du gaz A sortant du tube à celle qui y entre, dans l'hypothèse où les gaz auraient la même vitesse en tous les points de la section.

Si un gaz contenant des ions distribués uniformément possède une conductibilité c_1, après avoir circulé dans un tube de longueur l_1, et une conductibilité c_2, après avoir circulé dans un tube de longueur l_2, l'équation (10) montre que l'on a

$$(11) \qquad \frac{c_1}{c_2} = \frac{0,195\, e^{-\frac{7,31 K l_1}{2 a^2 V}} + 0,024\, e^{-\frac{44,5 K l_1}{2 a^2 V}}}{0,195\, e^{-\frac{7,31 K l_2}{2 a^2 V}} + 0,024\, e^{-\frac{44,5 K l_2}{2 a^2 V}}}.$$

8. Quand l'ionisation est produite par les rayons de Röntgen, le rapport $\frac{c_1}{c_2}$ peut être déterminé pour la plupart des gaz en prenant

$l_1 = 10^{cm}$, $l_2 = 1^{cm}$, $a = 0^{cm},15$ et $V = 100^{cm}$ par seconde environ.

En posant

$$\frac{c_1}{c_2} = y \quad \text{et} \quad \frac{7,31 K l_1}{2 a^2 V} = x,$$

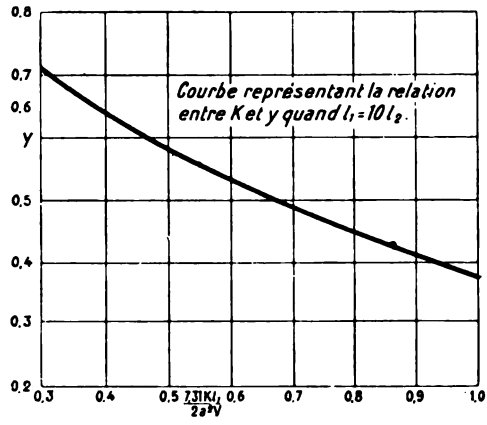
on a déterminé les valeurs de y correspondant à une série de valeurs de x et tracé la courbe représentant la relation entre x et y. La figure 2 donne la partie de la courbe comprenant les valeurs trouvées expérimentalement pour y $\left(\text{le rapport } \frac{l_1}{l_2} \text{ ayant la valeur } 10\right)$, et l'on peut en déduire immédiatement les valeurs de $\frac{7,31 K l_1}{2 a^2 V}$.

---

[1] John S. Townsend, *Phil. Mag.*, t. XLV, juin 1898.

Après avoir circulé dans un tube long de 10^{cm}, l'hydrogène avait ne conductibilité tellement réduite qu'elle ne pouvait plus être déter-

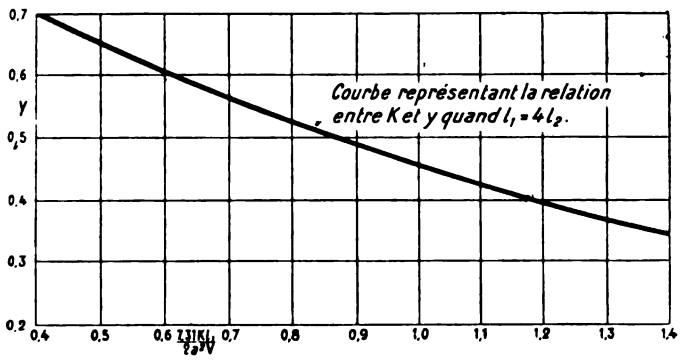
Fig. 2.



iée avec précision. Il a donc fallu employer un autre appareil dans iel on avait

$$l_1 = 4^{cm}, \qquad l_2 = 1^{cm}.$$

Fig. 3.



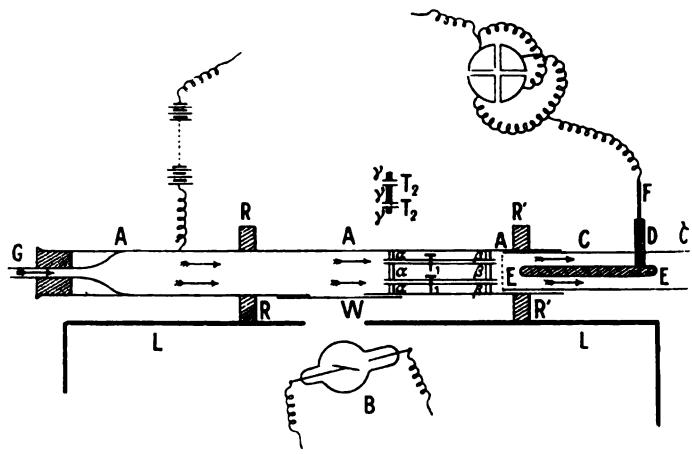
courbe de la figure 3 se rapporte à ce cas $\left(\text{le rapport } \frac{l_1}{l_2} \text{ ayant la}\right.$ ur $\left.4\right)$.

DEUXIÈME PARTIE.

DESCRIPTION DE L'APPAREIL.

La figure 4 représente l'appareil employé dans les expériences faites avec l'air. Il consistait en un tube de laiton A, ayant 50^{cm} de longueur et $3^{cm},2$ de diamètre, muni d'une fenêtre W que pouvaient traverser les rayons provenant d'un tube de Crookes, B. Un second tube de laiton C, long de 17^{cm}, s'adaptait hermétiquement au premier et pouvait être placé dans toute position voulue. La tige F, fixée à l'électrode E, traversait le bouchon d'ébonite D qui l'isolait

Fig. 4.



du tube C. L'électrode, n'ayant pas d'autre support que D, pouvait ainsi être placée dans n'importe quelle position à l'intérieur du tube A, quand on faisait glisser le tube C. On avait soudé à l'extrémité du tube C, en travers de sa section, une série de fils métalliques très fins (diamètre, $0^{mm},1$), parallèles entre eux et à des intervalles de 2^{mm}. Nous verrons le but de ce réseau en parlant de la recombinaison.

Le gaz pénétrait dans l'appareil par le tube de verre G et, avant d'atteindre l'électrode, circulait dans les tubes T_1. Ces tubes étaient soudés dans des trous percés dans deux disques de laiton α, β; ceux-ci s'adaptaient exactement à l'intérieur du tube A, de sorte que le gaz ne pouvait passer entre les disques et le tube. Les trous, au nombre de douze, étaient situés sur un même cercle concentrique au disque et équidistants. Deux de ces douze tubes parallèles, ayant 10^{cm}

de longueur et $0^{cm},3$ de diamètre, sont visibles sur la figure. Grâce à la symétrie de ce dispositif, on était sûr d'avoir des vitesses identiques dans chacun des petits tubes. Douze autres petits tubes, de même diamètre, mais longs de 1^{cm} seulement, étaient soudés dans le disque γ.

L'ampoule B et la bobine de Ruhmkorff étaient renfermées à l'intérieur d'une boîte L couverte de plomb. Une ouverture rectangulaire ménagée dans la boîte et dans le plomb laissait passer les rayons. Le revêtement de plomb empêchait les rayons de tomber sur d'autres parties de l'appareil que sur la fenêtre d'aluminium W et protégeait aussi le fil reliant F à l'électromètre contre toute influence électrostatique.

Le tube A était soutenu par deux anneaux d'ébonite, R et R', reposant sur le plomb L et servant aussi à isoler le tube. On portait le potentiel du tube à 80 volts en le reliant à l'un des pôles d'une batterie de 40 accumulateurs dont l'autre pôle était relié au sol. L'électrode E était reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire et la cage étant reliées au sol.

Pour obtenir un courant d'air uniforme, le tube G était relié à un gazomètre, et l'on pouvait calculer la vitesse du gaz dans les tubes T en observant la vitesse avec laquelle le cylindre du gazomètre descendait. Quand l'ampoule de Crookes fonctionne, le gaz devient conducteur en passant devant la fenêtre d'aluminium, et les ions sont entraînés avec le courant d'air à l'intérieur des tubes T_1. En circulant dans ces tubes, quelques-uns des ions sont déchargés par les parois; les autres sont enlevés en pénétrant dans le champ de force créé par la différence de potentiel de 80 volts entre l'électrode et le tube C. On voit qu'aucune force extérieure n'agit sur les ions avant qu'ils ne sortent des tubes T_1, car toutes les parties de l'appareil, sauf E, sont reliées métalliquement au grand tube A.

Quand le potentiel de A est positif, les ions chargés positivement sont recueillis par l'électrode, et la déviation de l'aiguille de l'électromètre est proportionnelle au nombre de ces ions qui ont pu sortir des petits tubes. Les ions négatifs sont recueillis par l'électrode, si le potentiel de A est négatif.

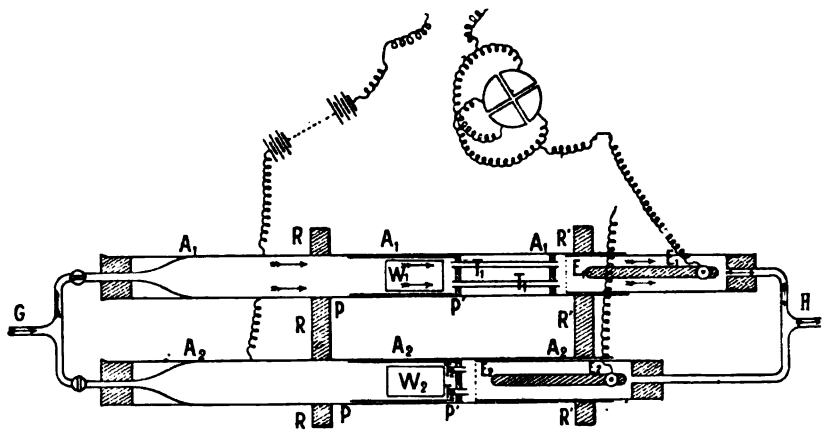
Si le mouvement du gaz le long de l'électrode était permanent, une différence de potentiel de quelques volts entre l'électrode et le tube suffirait pour enlever tous les ions du gaz. Cependant tel n'est pas le cas, à cause des remous violents qui se produisent dans le mouvement du gaz à sa sortie des tubes T_1, de sorte qu'il est nécessaire

d'employer une grande force électromotrice pour obtenir le maximum de déviation sur l'échelle de l'électromètre; en employant une différence de potentiel de 40 volts au lieu de 80 volts, les déviations n'étaient pas sensiblement changées; par suite, tout voltage compris entre 40 et 80 serait suffisant pour enlever tous les ions.

Quand on voulait trouver la conductibilité de l'air ayant circulé dans les tubes courts T_2, on enlevait les tubes T_1, on remplaçait le disque α par le disque γ et l'on approchait l'électrode du disque afin que la force électrique agît sur l'air immédiatement après sa sortie des tubes T_2.

La figure 5 représente la section horizontale de l'appareil qui a servi pour les expériences faites avec l'oxygène, l'hydrogène et le gaz carbonique. Il consistait en deux longs tubes A_1 et A_2, tous les

Fig. 5.



deux exactement pareils au tube A de la figure 4. L'un d'eux contenait les tubes longs T_1 et l'autre les tubes courts T_2. Les tubes G et H étaient reliés à deux gazomètres, de sorte que le gaz pouvait passer de l'un à l'autre soit par le tube A_1, soit par le tube A_2. Les deux tubes étaient fixés solidement dans deux morceaux rectangulaires d'ébonite R et R' reposant sur la boîte contenant l'ampoule. Deux glissières en bois vissées sur cette boîte guidaient exactement les supports d'ébonite, de sorte qu'un déplacement latéral de l'appareil permettait d'amener exactement au-dessus de l'ampoule, soit l'une, soit l'autre des deux fenêtres W_1, W_2.

Il a été nécessaire de placer à l'intérieur de chacun des tubes, qui

étaient en laiton, un cylindre d'aluminium s'étendant de P à P′ pour empêcher les rayons de tomber sur les surfaces intérieures de ces tubes. Avant l'introduction de ces cylindres, des expériences avaient été faites pour chercher si l'ionisation produite dans un courant d'air circulant dans A_1 était égale à l'ionisation produite dans un courant d'air identique circulant dans A_2, et l'on avait trouvé une différence considérable entre les deux conductibilités dans les deux cas. Cette inégalité n'était pas due aux différences d'épaisseur des feuilles d'aluminium couvrant les deux fenêtres, mais devait être attribuée à des différences dans l'état des surfaces des tubes de laiton en face des fenêtres.

J. Perrin [1] a montré que l'ionisation produite par les rayons de Röntgen dans un gaz au contact d'un métal augmente considérablement quand on fait tomber les rayons normalement sur la surface métallique. Cet effet est différent pour les divers métaux et dépend aussi de l'état de la surface. D'après Perrin, il ne se produit qu'un très faible accroissement de la conductibilité quand les rayons tombent sur une surface d'aluminium. Or, on a trouvé que la différence des conductibilités primitivement observée disparaissait entièrement quand on plaçait les deux cylindres d'aluminium à l'intérieur des tubes A_1 et A_2.

Marche des expériences.

Avec le premier type d'appareil, on procède comme il suit : le tube A est porté à un potentiel de + 80 volts, et la paire de quadrants reliée à l'électrode est isolée. On fait alors passer le courant d'air provenant du gazomètre, et, quand il a atteint une vitesse permanente, on fait fonctionner la bobine et l'ampoule pendant un temps déterminé (généralement 20 secondes) et l'on obtient une déviation de n_1 divisions sur l'échelle de l'électromètre.

En chargeant A au potentiel de — 80 volts, et en répétant la même expérience, on obtient une déviation n'_1 en sens contraire.

On enlève alors les tubes T_1, et on les remplace par les tubes courts T_2 ainsi qu'il a été dit. On effectue deux expériences semblables, avec un courant d'air identique, et une même durée de production des rayons de Röntgen; on obtient des déviations plus considérables n_2 et n'_2.

---

[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIV, p. 455.

On répète alors ces quatre expériences plusieurs fois, et l'on prend la valeur moyenne des observations, afin d'éliminer les erreurs provenant de la variation d'intensité des rayons. On a trouvé la constance de l'ampoule améliorée en laissant s'écouler un temps déterminé (3 minutes) entre deux expériences consécutives. En prenant cette précaution, on pouvait obtenir des rayons constants à $\frac{5}{100}$ près pendant l'intervalle d'une heure. Quand on emploie le second appareil, on obtient les nombres n_1 et n'_1 en envoyant le gaz dans le tube A_1, et en déterminant les déviations produites quand les rayons tombent sur la fenêtre W_1 pendant 20 secondes. Pour obtenir n_2 et n'_2, il faut seulement faire glisser l'appareil jusqu'à ce que la fenêtre W_2 vienne au-dessus de l'ampoule, et répéter les expériences avec l'électrode E_2 reliée à l'une des paires de quadrants de l'électromètre, le courant gazeux circulant dans le tube A_2.

Correction nécessitée par la recombinaison des ions.

Les déviations de l'électromètre sont proportionnelles au nombre des ions recueillis par l'électrode. Soit $\frac{1}{c}$ le facteur de proportionnalité : cn_2 ions franchissent la section d'abscisse 1^{cm} et cn_1 ions la section terminale d'abscisse 10^{cm} du tube T_1 ; les $c(n_2 - n_1)$ autres ions sont perdus dans l'intervalle, la plupart recueillis par la paroi le long des 9 derniers centimètres, les autres recombinés. Soit cM le nombre des ions positifs recombinés. Le rapport y, au lieu d'être pris égal à $\frac{n_1}{n_2}$ doit être corrigé et pris égal à $\frac{n_1 + M}{n_2}$. (On peut négliger la recombinaison produite dans le tube T_2, long de 1^{cm}.)

Pour déterminer cette correction, on enlève de l'appareil de la figure 5 les petits tubes T_1 et T_2; on place les réseaux métalliques en avant des électrodes E_1 et E_2, à des distances respectives d_1 et d_2 (12^{cm} et 3^{cm}) des fenêtres W_1, W_2, devant lesquelles le gaz est röntgénisé. Ces réseaux étant reliés métalliquement aux tubes A_1 et A_2, le champ est nul tant que le gaz n'a pas franchi le réseau. On lit les déviations N_1 et N_2 produites dans les deux cas; le gaz circulant et étant ionisé d'abord dans le tube A_1, puis dans le tube A_2. Comme le tube est très large, la perte de conductibilité peut être considérée comme due uniquement à la recombinaison des ions. On détermine le temps T écoulé entre le passage aux sections d'abscisses d_1 et d_2, d'après la vitesse du gaz, qui reçoit la même valeur que dans l'expérience principale. Connaissant N_1, N_2 et T on tire α de l'équation

$$\frac{1}{N_1} - \frac{1}{N_2} = \alpha T,$$

obtenue en intégrant

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2,$$

qui donne la vitesse de recombinaison $c\frac{dN}{dt}$ des ions [1]. D'autre part, si la recombinaison est négligeable, on a approximativement, d'après la formule (10) de la première Partie,

$$n_1 = n_2 e^{-\beta\theta},$$

θ étant le temps écoulé entre les passages du gaz aux deux sections d'abscisses l_2 (1^{cm}) et l_1 (10^{cm}).

Le nombre des ions recombinés pendant le temps dt, en une section où la conductibilité est n, est $\alpha n^2 dt$.

Parmi eux, il y en aurait seulement une fraction $\frac{n_1}{n}$, qui ne seraient pas recueillis par la paroi avant d'arriver à l'extrémité du tube, où la conductibilité est n.

On a donc :

$$dM = \frac{n_1}{n} \times \alpha n^2 dt = \alpha n_1 n\, dt.$$

D'ailleurs,

$$n = n_2 e^{-\beta t},$$

d'où

$$dM = \alpha n_1 n_2 e^{-\beta t} dt,$$

et

$$M = \int_0^\theta \alpha n_1 n_2 e^{-\beta t} dt = \frac{\alpha n_1 (n_2 - n_1)}{\beta} = \frac{N_2 - N_1}{N_1 N_2} \times \frac{\theta}{T} \cdot \frac{n_1(n_2 - n_1)}{\operatorname{Log} \frac{n_2}{n_1}}.$$

Charge acquise par le gaz.

Les déviations n_1 obtenues en recueillant les ions positifs sont supérieures aux déviations correspondantes n'_1, obtenues en recueillant les ions négatifs. Le gaz, à la sortie des tubes T_1, a donc une faible charge positive, proportionnelle à $n_1 - n'_1$. Les déviations n_2 sont aussi légèrement supérieures à n'_2.

Enfin on trouve $\frac{n_1 + M}{n_2} > \frac{n'_1 + M'}{n'_2}$: donc les ions négatifs se diffusent plus vite que les ions positifs [2].

RÉSULTATS NUMÉRIQUES.

1° *Coefficients de diffusion des ions dans les gaz secs.*

Gaz.	K_1 (ions positifs).	K_2 (ions négatifs).	$\frac{K_1 + K_2}{2}$.	Rapport $\frac{K_2}{K_1}$.
Air.....	0,028	0,043	0,0347	1,54
Oxygène.....	0,025	0,0396	0,0323	1,58
Gaz carbonique.	0,023	0,026	0,0245	1,13
Hydrogène.....	0,123	0,190	0,156	1,54

[1] J. J. Thomson et E. Rutherford, *Phil. Mag.*, novembre 1896, Mémoire traduit dans ce Recueil.

[2] *Cf.* J. Zeleny, *Phil. Mag.*, t. XLV, juillet 1898.

2° *Coefficients de diffusion des ions dans les gaz humides.*

Gaz.	K_1 (ions positifs).	K_2 (ions négatifs).	$\frac{K_1 - K_2}{2}$.	Rapport $\frac{K_2}{K_1}$.
Air.....	0,032	0,035	0,0335	1,09
Oxygène.....	0,0288	0,0358	0,0323	1,24
Gaz carbonique.	0,0245	0,0255	0,025	1,04
Hydrogène.....	0,128	0,142	0,135	1,11

Les Tableaux numériques du Mémoire montrent que, pour l'air, trois séries d'expériences, effectuées avec des intensités différentes des rayons de Röntgen, ont donné des valeurs variant :

Pour K_1..... de 0,028 à 0,0296

et

Pour K_2..... de 0,043 à 0,038

Or, la charge allant en croissant de 5,6 à 24, le sens des variations de K_1 et de K_2 est bien le sens prévu : augmentation de K_1 et diminution de K_2.

La concordance est très bonne entre les résultats obtenus avec des vitesses différentes du courant d'air.

On voit que la vitesse moyenne de diffusion n'est modifiée que très légèrement par l'humidité, mais que le rapport $\frac{K_2}{K_1}$ des coefficients de diffusion des ions des deux signes est beaucoup plus modifié. Remarquer aussi que les deux coefficients de diffusion K_1 et K_2 diffèrent beaucoup moins dans le gaz carbonique sec que dans les trois autres gaz également secs.

L'oxygène et le gaz carbonique contenaient un peu d'air : il n'y avait pas à s'en préoccuper, étant donné que les valeurs de K diffèrent peu pour ces trois gaz; au contraire, pour l'hydrogène, dans lequel les vitesses de diffusion sont 4,3 fois plus grandes que dans l'air, on a tenu compte de la petite quantité d'air ($\frac{1}{100}$ environ) contenue dans l'hydrogène employé : on l'a déduite d'une détermination précise de la densité du gaz.

Enfin, pour l'hydrogène, au lieu des tubes T_1 longs de 10^{cm}, on a dû employer des tubes longs de 4^{cm} seulement; on a alors utilisé, pour déterminer K, la courbe de la figure 3 qui a été tracée en prenant pour le rapport $\frac{l_1}{l_2}$ la valeur 4. Pour les autres gaz, on s'est servi des tubes T_1 et, par suite, de la courbe de la figure 2, tracée en prenant pour le rapport $\frac{l_1}{l_2}$ la valeur 10.

Remarques sur les expériences.

Les valeurs de y trouvées dans ces expériences sont probablement exactes à $\frac{3}{100}$ près. Les courbes des figures 2 et 3 montrent que l'erreur commise sur K est plus grande que l'erreur commise sur y : on peut regarder les valeurs de K comme exactes à $\frac{5}{100}$ près.

On a supposé la vitesse du gaz donnée, à une distance r de l'axe, par la formule

$$W = \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2),$$

le mouvement ayant lieu suivant des lignes droites parallèles à l'axe. Or, d'après O. Reynolds, le mouvement d'un fluide dans un tube n'a pas lieu suivant des lignes droites quand la vitesse dépasse une certaine valeur critique, et des tourbillons se produisent même si les filets liquides étaient primitivement des lignes parallèles à l'axe. Au contraire, quand la vitesse est inférieure à une autre vitesse critique, tout mouvement irrégulier tend à revenir au mouvement rectiligne seul stable.

Or, dans les expériences décrites, les vitesses employées étaient de l'ordre de $\frac{1}{7}$ de cette seconde vitesse critique, ce qui assurait la stabilité du mouvement rectiligne [régime de Poiseuille].

La charge atomique.

Les résultats les plus intéressants que l'on puisse déduire des coefficients de diffusion s'obtiennent en comparant la vitesse produite par une force électromotrice donnée et le coefficient de diffusion.

Considérons une des équations du mouvement

$$\frac{1}{K}pu = -\frac{\partial p}{\partial x} + nXe,$$

en désignant par e la charge d'un ion en unités électrostatiques, par n le nombre d'ions contenus dans 1^{cm^3}, et par p leur pression partielle; on voit que, si $\frac{\partial p}{\partial x}$ est nul, la vitesse u due à la force électrique X est $\frac{XKen}{p}$. Si le gradient de potentiel est de 1 volt par centimètre, la valeur de X est $\frac{1}{300}$ d'unité électrostatique, et la valeur correspondante de u est

$$u_1 = \frac{Ke}{300}\frac{n}{p}.$$

Soit N le nombre des molécules contenues dans 1^{cm^3} du gaz à la pression P, égale à la pression atmosphérique, et à la température de 15°C., température à laquelle u_1 et K sont déterminés.

Le quotient $\frac{n}{p}$ dans l'équation précédente peut être remplacé par $\frac{N}{P}$,

et, comme la pression atmosphérique P vaut 10^6 unités C.G.S., on obtient

$$Ne = \frac{3.10^8 u_1}{K}.$$

Si l'on prend les valeurs des mobilités u_1 déterminées par Rutherford (1) et les valeurs moyennes des coefficients de diffusion K obtenues par moi-même pour les gaz secs, on en déduit les valeurs suivantes du produit Ne :

Air	$(Ne)_A = 1,35 \times 10^{10}$
Oxygène	$(Ne)_O = 1,25 \times 10^{10}$
Gaz carbonique	$(Ne)_C = 1,30 \times 10^{10}$
Hydrogène	$(Ne)_H = 1,00 \times 10^{10}$

Les expériences d'électrolyse montrent qu'une unité électromagnétique d'électricité, en traversant un électrolyte, libère $1^{cm^3},23$ d'hydrogène à la température de $+15^\circ$ et sous la pression de 10^6 dynes par centimètre carré. Le nombre d'atomes correspondant est 2,46N, de sorte que, si E désigne la charge d'un atome d'hydrogène dans l'électrolyte, on a

$$\begin{aligned} 2,46NE &= 1 \text{ unité électromagnétique} \\ &= 3 \times 10^{10} \text{ unités électrostatiques,} \end{aligned}$$

d'où

$$NE = 1,22 \times 10^{10},$$

la charge atomique E étant exprimée en unités électrostatiques.

Puisque N est une constante, nous en concluons que les charges portées par les ions produits par les rayons de Röntgen dans l'air, dans l'oxygène, dans l'anhydride carbonique et dans l'hydrogène, sont identiques et sont égales à la charge portée par un atome d'hydrogène dans un électrolyte.

J.-J. Thomson (2) a montré que la charge portée par les ions dans l'hydrogène et l'oxygène röntgenisés est la même pour les deux gaz et égale, en unités électrostatiques, à

$$e = 6 \times 10^{-10}.$$

En adoptant cette valeur pour la charge e, on obtient

$$N = 2 \times 10^{19}.$$

---

(1) *Phil. Mag.*, nov. 1897, Mémoire traduit dans ce Recueil.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLVI, décembre 1898.

On en conclut que la masse d'une molécule d'hydrogène est

$$4,5 \times 10^{-24} \text{ gramme.}$$

Chaque pas de la théorie qui donne ces nombres a été vérifié par des expériences directes concordantes.

Puisque la charge d'un ion produit par les rayons de Röntgen est, ainsi que nous venons de le montrer, égale à la charge d'un ion hydrogène dans un électrolyte, cette dernière est aussi égale à 6×10^{-10} unité électrostatique.

Bien que la valeur de Ne pour l'hydrogène diffère de $\frac{23}{100}$ de sa valeur pour les autres gaz, nous pouvons comprendre l'hydrogène dans la conclusion générale précédente, en considérant la valeur de u_1 pour l'hydrogène comme trop faible. Rutherford ne mentionne ni correction relative à la présence de l'air dans son appareil ni précautions pour obtenir de l'hydrogène parfaitement sec. Si l'on prend la valeur moyenne de K pour l'hydrogène humide, on obtient

$$Ne_H = 1,15 \times 10^{10}.$$

Pour démontrer que les charges portées par les ions des deux signes sont égales, il faut montrer que le rapport des coefficients de diffusion est égal au rapport des mobilités. J. Zeleny [1] a montré que la mobilité des ions négatifs est plus grande que celle des ions positifs, le rapport étant égal à

1,24 pour l'air et l'oxygène,
1,15 pour l'hydrogène,
1,0 pour l'acide carbonique.

Les expériences de diffusion montrent que le rapport des mobilités serait plus grand dans les gaz secs que dans les gaz humides, mais, comme ce point n'a pas été examiné encore par Zeleny, on ne peut pas espérer une concordance parfaite entre les valeurs qu'il donne pour les rapports des mobilités et les valeurs du rapport des coefficients de diffusion.

On arrive à cette conclusion de l'égalité des charges portées par les ions positifs et par les ions négatifs en se plaçant à un autre point de vue. On a prouvé que leur charge moyenne est la même que celle d'un ion d'hydrogène dans un électrolyte. Si les charges différaient,

---

[1] *Phil. Mag.*, t. XLVI, juillet 1898.

l'une d'elles serait inférieure à la charge de l'ion hydrogène, tandis que les expériences d'électrolyse montrent que toutes les charges ioniques sont égales soit à la charge de l'atome d'hydrogène, soit à un multiple exact de celle-ci.

Comparaison des vitesses de diffusion des ions et des vitesses de diffusion mutuelle des gaz et des vapeurs.

Les coefficients de diffusion des ions dans un gaz sont beaucoup plus petits que les coefficients de diffusion des gaz l'un dans l'autre, mais ne diffèrent pas beaucoup des coefficients de diffusion des vapeurs dans les gaz.

Nous donnons ci-dessous un Tableau de ces derniers, qu'on pourra comparer aux nombres trouvés pour les ions.

Coefficients de diffusion de quelques gaz et de quelques vapeurs dans l'air, le gaz carbonique et l'hydrogène.

Gaz ou vapeur.	Air.	Gaz carbonique.	Hydrogène.	Observateurs.
Oxygène	»	0,18	0,721	Loschmidt.
Gaz carbonique...	0,142	»	0,555	
Éther.....	0,077	0,055	0,29	Winkelmann.
Alcool	0,101	0,068	0,378	
Eau	0,198	0,132	0,687	

Les résultats expérimentaux montrent que, si K désigne le coefficient de diffusion mutuelle de deux gaz de densités ρ_1 et ρ_2, le produit $K \times \sqrt{\rho_1 \rho_2}$ est à peu près constant; les vitesses de diffusion des ions sont à peu près inversement proportionnelles aux racines carrées des densités des gaz.

Deux théories ont été proposées pour expliquer les faibles valeurs trouvées pour les vitesses de diffusion des ions dans un gaz.

On peut d'abord supposer qu'un certain nombre de molécules sont groupées autour de l'ion : les particules chargées se diffuseraient lentement, à la façon d'un gaz constitué par de grosses molécules. La masse de l'amas pourrait être déterminée en comparant les vitesses de diffusion des ions aux vitesses de diffusion mutuelle des gaz. Un calcul grossier montre que la masse d'un amas serait environ 30 fois la masse d'une molécule d'oxygène.

On peut aussi expliquer les faibles valeurs des coefficients de diffusion en supposant la particule chargée d'aussi petites dimensions

qu'une molécule du gaz, mais en admettant que la force électrique exercée sur les molécules qui arrivent dans son voisinage donne naissance à des collisions qui n'auraient pas eu lieu si la particule n'était pas chargée.

Si l'on adopte la théorie d'après laquelle les ions sont entourés de molécules formant des amas sphériques qui se déplacent avec eux, on peut calculer le rayon de la sphère en appliquant la formule donnée par Maxwell (¹) pour le coefficient de diffusion mutuelle de deux gaz.

Ce coefficient, d'après la théorie basée sur les chocs de sphères élastiques, est donné par

$$D_{12} = \frac{1}{2\sqrt{6\pi}} \frac{V}{N} \sqrt{\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2}} \frac{1}{S_{12}^2},$$

où w_1 et w_2 désignent les poids moléculaires des deux gaz, celui de l'hydrogène étant pris comme unité;

S_{12}, la distance en centimètres entre les centres des molécules qui se choquent;

V la *racine carrée du carré moyen de la vitesse* d'une molécule d'hydrogène à 0°C., c'est-à-dire

$$V = \sqrt{\frac{3p}{\rho}} = 186000^{cm} \text{ par seconde:}$$

N le nombre de molécules contenues dans 1^{cm^3} à 0° et sous la pression de 760^{mm}.

En prenant pour N la valeur que nous avons trouvée, 2×10^{19}, on voit que

$$D_{12} = 1,1 \times 10^{-15} \sqrt{\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2}} \frac{1}{S_{12}^2}.$$

Si la particule chargée est grande en comparaison de la molécule, S_{12} sera le rayon de la particule, et $\frac{1}{w_2}$ sera petit comparé à $\frac{1}{w_1}$.

En prenant $D_{12} = 0,156$, valeur du coefficient de diffusion des ions dans l'hydrogène, et $w_1 = 1$, on obtient, pour le rayon de l'ion dans l'hydrogène,

$$S = \sqrt{\frac{1,1 \times 10^{-15}}{0,156}} = 8,2 \times 10^{-8}.$$

(¹) *Nature*, t. VIII.

[illegible] que le rayon d'un ion dans l'oxygène [illegible]

$$[illegible] \times 10^{-4}.$$

[illegible] proposée pour expliquer la lenteur [illegible] en appliquant les mêmes formules, les [illegible] : il faudrait multiplier les valeurs [illegible] par [illegible] puisque les termes $\frac{1}{w_1}$ et $\frac{1}{w_2}$ seraient du [illegible].

[illegible] obtenues pour S_{12} indiqueraient la distance à [illegible] du gaz doit s'approcher d'un ion pour que la [illegible] son mouvement d'une façon appréciable.

Recombinaison.

[illegible] les expériences faites pour déterminer la vitesse de [illegible] sont données dans le Tableau suivant. T désigne le [illegible] que la conductibilité met à tomber de N_2 à N_1, [illegible] en centimètres cubes, du gaz employé dans chaque [illegible].

[illegible]	N_2.	N_1.	T.	V.	Correction à ajouter à N_1.
[illegible]	[illegible]	43	0,93	1540	3
[illegible]	[illegible]	37	0,95	1520	2
[illegible]	[illegible]	39	0,90	1590	2
[illegible]	[illegible]	85	0,275	1360	5

N_1 et N_2 sont les déviations de l'électromètre obtenues de la façon [illegible]. Pour les trois premiers gaz, l'électrode E_1 était à la [illegible] de la fenêtre W_1 et l'électrode E_2 à la distance de [illegible] la fenêtre W_2. La conductibilité tombait donc de N_2 à N_1, [illegible] que le gaz mettait à parcourir 9^{cm} du tube A_1.

[illegible] la position des électrodes pour l'hydrogène, car [illegible] du large tube, aurait perdu environ $\frac{16}{100}$ de [illegible] uniquement par suite de la diffusion vers les parois. [illegible] les électrodes à des distances respectives de 3^{cm} et [illegible] a augmenté l'intensité de l'ionisation.

[illegible] dans la dernière colonne est destinée à com[illegible] conductibilité provenant de la diffusion.

[illegible] était étalonné et l'on a trouvé que chaque division

correspondait à une charge de 0,0042 unité électrostatique. Si e désigne la charge de l'ion, le nombre v des ions par centimètre cube est égal à $\frac{N \times 0,0042}{eV}$.

On a vu qu'on a, par la théorie de la recombinaison,

$$\frac{dv}{dt} = \beta v^2 \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} = \beta T.$$

Les valeurs numériques ci-dessus permettent de calculer β pour les différents gaz. On trouve ainsi :

Gaz.	β.
Air	$3420 \times e$
Oxygène	$3380 \times e$
Gaz carbonique	$3500 \times e$
Hydrogène	$3020 \times e$

Les vitesses de recombinaison dans les trois premiers gaz sont pratiquement identiques et supérieures d'environ $\frac{15}{100}$ à la vitesse de recombinaison dans l'hydrogène.

En remplaçant e par sa valeur, on obtient pour les trois premiers gaz

$$\beta = 2 \times 10^{-6} \text{ environ.}$$

On peut maintenant calculer à quelle distance deux ions de signes contraires doivent s'approcher l'un de l'autre pour se recombiner. S'il y a v ions positifs et v' ions négatifs dans 1^{cm^3}, le nombre de ceux qui se recombinent pendant le temps dt est $vv'\beta\, dt$.

Le nombre des ions négatifs qui s'approchent à une distance inférieure à S d'ions positifs pendant le même temps peut être calculé par la théorie cinétique des gaz.

Maxwell a montré [1] comment calculer combien de fois par seconde une molécule d'un gaz viendra à une distance inférieure à R de molécules d'un autre gaz.

Ce nombre est

$$2n\sqrt{\pi}\sqrt{\frac{2}{3}(v_1^2 + v_2^2)}\,R^2,$$

où n désigne le nombre de molécules du second gaz par centimètre cube; v_1^2 et v_2^2 sont les carrés moyens des vitesses d'agitation des deux gaz.

---

[1] *Phil. Mag.*, janvier et juillet 1860.

Nous supposerons qu'un ion a la même masse qu'une molécule du gaz dans lequel il est produit. Le carré moyen de la vitesse d'agitation des ions sera, dans cette hypothèse, égal au carré moyen de la vitesse d'agitation des molécules du gaz. On aura alors pour les ions de l'oxygène

$$v_1^2 = v_2^2 = 4,7 \times 10^4.$$

Le nombre des ions négatifs qui s'approchent d'ions positifs pendant le temps dt à une distance inférieure à R sera

$$2vv'\sqrt{\pi}\sqrt{\frac{2}{3}(v_1^2 + v_2^2)}\,R^2 dt.$$

En égalant ce nombre au nombre de ceux qui se recombinent pendant le même temps, on obtient

$$R = \frac{1}{3}\,10^{-5} \text{ centimètre.}$$

A cette distance, la charge d'un ion produirait un champ de 16 200 volts par centimètre. Cette force ferait mouvoir l'un vers l'autre deux ions de signes contraires avec une vitesse de 2×10^4 centimètres par seconde.

Il serait prématuré de pousser plus loin cette discussion : des expériences non encore terminées pourront nous éclairer davantage sur ce sujet.

Remercîments au Professeur J.-J. Thomson.

LA DIFFUSION DES IONS PRODUITS DANS L'AIR

PAR L'ACTION D'UNE SUBSTANCE RADIOACTIVE, DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE, ET A L'AIDE DE LA DÉCHARGE PAR LES POINTES,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par H. BÉNARD.

Phil. Trans., A, t. CXCV, 1901, p. 259-278.

PREMIÈRE PARTIE.

IMPORTANCE RELATIVE DES TROIS CAUSES DE DIMINUTION DE LA CONDUCTIBILITÉ, DIFFUSION, RECOMBINAISON ET RÉPULSION MUTUELLE.

L'auteur rappelle le principe de la méthode qu'il a appliquée dans le Mémoire précédent aux ions des gaz röntgenisés, et étendue dans celui-ci à trois autres modes d'ionisation.

Le rapport $y = \frac{c_1}{c_2}$, défini par la formule (11) du Mémoire précédent, est égal au rapport des nombres d'ions qui peuvent sortir de tubes de longueurs respectives l_1 et l_2, ayant pour rayon a, la vitesse moyenne du gaz étant V, si la diffusion est la seule cause de diminution de la conductibilité.

Ce rapport est indépendant de la valeur absolue du nombre des ions : il n'en est pas de même de la perte par recombinaison ou par répulsion mutuelle, causes d'erreur poportionnelles toutes les deux au carré du nombre des ions, donc d'autant plus faibles que l'ionisation est moins intense.

Ces deux corrections ont aussi une importance relative d'autant plus faible que les tubes ont un plus petit diamètre, ainsi qu'on le voit facilement.

1° Parmi les trois nouveaux cas d'ionisation étudiés, le premier seul (substance radioactive) produit des ions des deux signes : la recombinaison n'intervient donc que pour celui-là. Dans les expériences effectuées avec les rayons de Röntgen, on avait pris $a = 0^c,15$ et $\frac{l_1}{V} = 0^s,1$. Dans le nouvel appareil, les tubes sont plus petits : a est 3 fois plus petit et $\frac{l_1}{V}$ 9 fois plus petit, de sorte que $\frac{Kl_1}{a^2V}$ conserve la même valeur, mais que le nombre des ions recombinés est aussi 9 fois plus petit. L'ionisation était d'ailleurs plus faible; pour ces

deux raisons, la correction due à la recombinaison était réduite à moins de $\frac{1}{200}$ (au lieu de $\frac{1}{100}$ dans les expériences avec les gaz röntgénisés).

2° La répulsion mutuelle intervient dans les deux autres modes d'ionisation où le gaz contient des ions d'un seul signe.

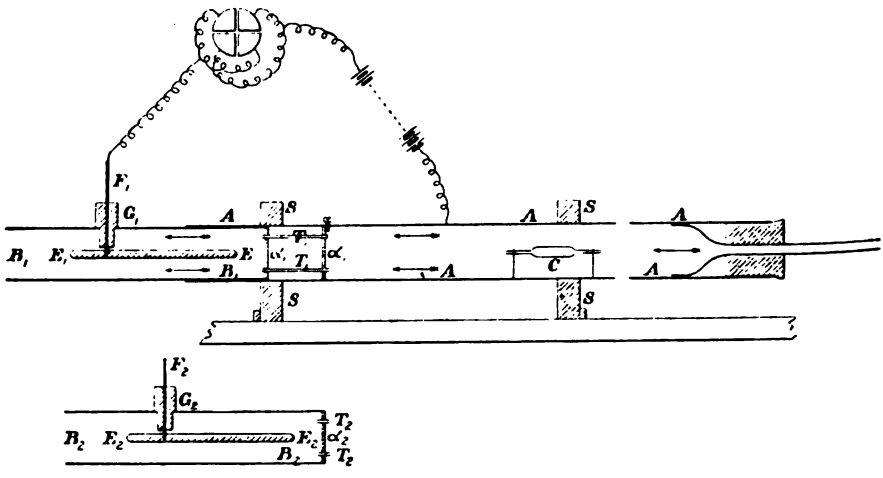
On peut calculer une limite supérieure de la correction correspondante à l'aide d'une formule indiquée par l'auteur entre la densité électrique initiale ρ_0 (supposée uniforme), la densité ρ au bout du temps t et la vitesse u d'un ion dans un champ égal à l'unité électrostatique. Cette formule donne pour la proportion $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$ des ions perdus, quand la perte est faible, $4\pi\rho_0 ut$. Dans les conditions des expériences, où $\rho_0 t$ ne dépasse pas 10^{-6}, cette correction n'atteint pas $\frac{1}{100}$.

DEUXIÈME PARTIE.

IONS PRODUITS PAR UNE SUBSTANCE RADIOACTIVE.

La figure 1 représente l'appareil employé pour les expériences effectuées avec une substance radioactive. Il consiste en un grand tube de laiton A (longueur 60^{cm}, diamètre $3^{cm},5$) et en deux tubes

Fig. 1.



plus courts B_1 et B_2 (longueur 16^{cm}) pouvant s'ajuster à frottement doux à l'intérieur de A. Les tubes B portaient des électrodes de laiton E maintenues à l'aide des tiges de laiton F; celles-ci traversaient la paroi des tubes B à l'aide des bouchons d'ébonite G.

Les tubes étroits dans lesquels la diffusion se produit consistaient en deux faisceaux de 24 tubes chacun. Les tubes les plus longs T_1

(longueur 4^{cm}, diamètre intérieur $0^{cm},1$) traversaient des trous ménagés dans deux disques de laiton α_1 et α'_1, s'adaptant exactement à l'intérieur du tube A, et dépassaient les disques de $0^{cm},2$ à chaque extrémité : la figure en représente deux. Les tubes courts T_2 (longueur $0^{cm},5$) passaient dans les trous d'un disque unique α_2, le dépassant de $0^{cm},2$ de chaque côté; de cette façon, l'air ionisé pénétrait dans les deux séries de tubes dans des conditions absolument identiques. Les 24 trous de chacun des disques étaient disposés sur une circonférence de 2^{cm} de diamètre, concentrique au disque. En traversant l'un ou l'autre des deux faisceaux, le courant d'air provenant du large tube se divise également entre les 24 canaux formés par les tubes. Le disque α_1 était soudé à l'extrémité du tube B_1, et le disque α_2 à l'extrémité du tube B_2.

Pour les expériences avec l'air sous la pression atmosphérique, on obtenait le courant d'air en surchargeant de poids la cloche mobile d'un gazomètre. Pour opérer avec de l'air sec, l'air sortant du gazomètre traversait de larges tubes contenant du chlorure de calcium; il traversait ensuite un tube contenant un tampon serré de coton de verre, destiné à arrêter les poussières avant l'entrée de l'appareil à diffusion. Quand on voulait opérer avec de l'air saturé d'humidité, on remplaçait les tubes à chlorure de calcium par de longs tubes à moitié remplis d'eau. On pouvait varier la vitesse du courant d'air en modifiant les poids surchargeant le gazomètre.

La substance radioactive était fournie par E. de Haën (*Chemische Fabrik, List vor Hannover*); on s'est servi de la substance étiquetée : « substance radioactive A ». Un tube C en verre mince, renfermant un peu de la substance radioactive, était soutenu à l'intérieur du tube A à l'aide de supports en fil métallique ainsi que l'indique la figure. La radiation émise par cette substance était beaucoup plus intense que celle de l'uranium; elle était encore capable d'ioniser l'air après avoir traversé le tube de verre. Ce tube C était scellé pour empêcher l'arrivée de l'humidité, la substance radioactive étant déliquescente. Le tube A était fixé solidement à l'aide de supports d'ébonite S au-dessus d'une lourde boîte, ce qui assurait l'immobilité du tube C quand on mettait les tubes B_1 ou B_2 en position.

Le tube A était relié à l'un des pôles d'une batterie de 40 accumulateurs, l'autre pôle étant au sol. La tige F était reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire de quadrants et la cage de l'électromètre étant reliées au sol. La tige F et le fil qui la reliait à l'électromètre étaient protégés par des écrans métalliques,

de sorte qu'aucune charge extérieure ne pouvait donner de déviation à l'échelle de l'électromètre.

Comme le tube A est relié métalliquement à toutes les parties de l'appareil de diffusion sauf E, aucune force électrique n'agit sur le courant gazeux avant qu'il n'ait pénétré, en sortant des tubes T, dans l'espace annulaire compris entre E et B. L'air met environ 1 seconde à passer le long de l'électrode, et une différence de potentiel de quelques volts entre E et B suffirait, dans les conditions ordinaires, pour que l'électrode E recueille tous les ions d'un signe déterminé: mais, par suite du mouvement tourbillonnaire du gaz à sa sortie des tubes T, on a employé une différence de potentiel beaucoup plus grande (80 volts). Le potentiel de l'électrode pendant une expérience n'a jamais dépassé 1 ou 2 volts. En laissant l'ionisation et la vitesse de l'air identiques, mais en chargeant A à 40 volts au lieu de 80 volts, on a trouvé que la déviation de l'électromètre n'était pas changée. On en conclut que E recueille tous les ions d'un signe déterminé, de sorte que la déviation de l'électromètre est proportionnelle au nombre des ions qui ont pu sortir des tubes T.

Marche des expériences avec l'air à la pression atmosphérique.

On enfonçait le tube B_1 à l'intérieur de A, jusqu'à ce que le disque α'_1 soit venu buter contre une petite vis faisant saillie à l'intérieur de A, et la tige F_1 était reliée à la paire de quadrants isolée. Le tube B_2 était relié à l'extrémité de B_1, à l'aide d'un bout de tube de même diamètre que A. Avant toute observation, on faisait passer le courant d'air pendant une minute dans tout l'appareil, afin d'entraîner les ions accumulés à l'intérieur du tube A. La paire de quadrants reliée à F_1 était alors isolée, et l'air ionisé en passant le long du tube C emportait avec lui quelques-uns des ions à travers les tubes T_1. On lisait la déviation de l'électromètre, n_1 divisions par minute.

On interchangeait alors les positions des deux tubes B_1 et B_2. Les résistances au passage de l'air à travers l'appareil étant les mêmes, le courant gazeux avait la même valeur que précédemment. La tige F_2 était reliée à l'électromètre et l'on déterminait la nouvelle déviation, n_2 divisions par minute. Ces expériences étant répétées plusieurs fois, on constatait que les nombres n_1 et n_2 étaient constants : il en résulte que les rayons émis par le tube C ont une intensité ne variant pas sensiblement avec le temps.

Les quadrants étant isolés et l'air contenu à l'intérieur de A au

repos, on observait une faible déviation (habituellement une division par minute) due à l'imparfait isolement du bouchon G. Il faut soustraire cette déviation de celles que l'on obtient quand le courant d'air passe le long de A. Il n'en résulte aucune inexactitude, car cette déperdition est parfaitement constante et facile à déterminer. Les Tableaux numériques contiennent les valeurs corrigées de n_1 et n_2.

Quand le tube A est chargé positivement, les déviations n_1 et n_2 se rapportent aux ions positifs; les valeurs correspondantes pour les ions négatifs s'obtiennent en changeant le signe du potentiel de A.

Expériences aux pressions inférieures.

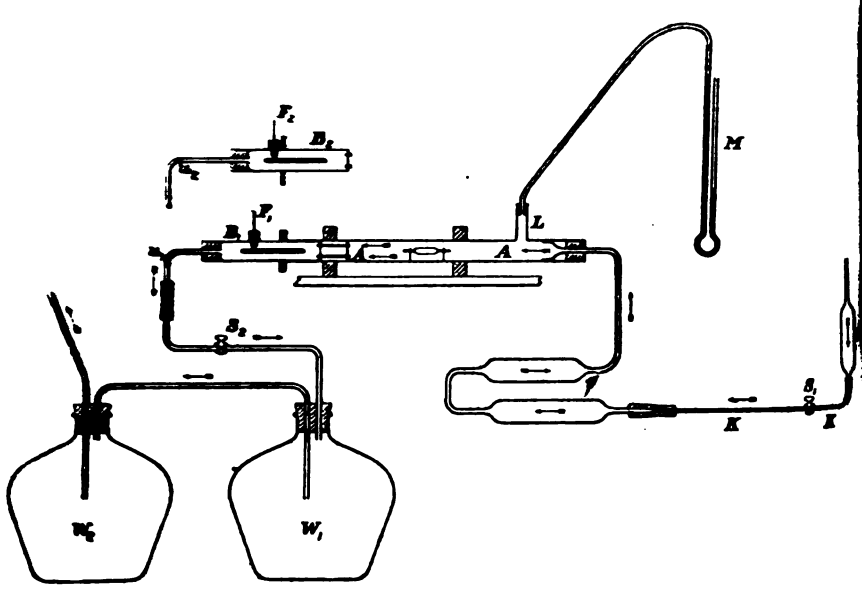
Pour les expériences effectuées sous des pressions inférieures à la pression atmosphérique, l'appareil de diffusion a dû être modifié légèrement. On a employé les ions produits par la substance radioactive, car c'est là une source très constante de radiations. Un anneau plat fut soudé à l'extrémité du tube A, et des anneaux identiques à l'extérieur des tubes B_1 et B_2. Celui du tube B_1 était à 8^{cm} du disque α'_1, celui du tube B_2 à 8^{cm} du disque α_2. On rendait l'appareil à diffusion suffisamment étanche en graissant l'anneau de A et en pressant l'anneau de B contre le précédent.

La figure 2 indique cette modification de l'appareil, destinée à permettre l'emploi d'un courant d'air à basse pression. Des bouchons de caoutchouc, traversés par des tubes de verre, étaient placés aux extrémités ouvertes des tubes B_1 et B_2. Un tube court L, en laiton, était soudé près de l'extrémité du tube A : il communiquait avec le manomètre M, qui servait à déterminer la pression de l'air dans A. L'air de la chambre, filtré à travers un tampon de coton de verre G, destiné à retenir toutes les poussières, circulait dans les tubes capillaires K, traversait encore des tubes desséchants et pénétrait enfin dans l'appareil par des tubes larges. Le tube u, d'autre part, à l'extrémité de B, était relié aux deux grands vases W_1, W_2, dans lesquels une trompe à eau faisait le vide.

Pour obtenir un courant d'air circulant dans A à une pression déterminée P, et avec une vitesse variant entre des limites convenables, on fermait le robinet S_1 et l'on faisait le vide dans tout l'appareil jusqu'à obtenir une pression inférieure de quelques millimètres à P. Le tube G était relié au tube de sortie d'un gazomètre, dont le cylindre mobile était réglé de façon à être sur le point de descendre, quand le gazomètre était ouvert à l'air. On reliait alors le vase W_2 à

[illegible] on ouvrait le robinet S_1 pendant quelques mi[illegible] V que l'on voulait obtenir dans les tubes T néces[illegible] plus grand que celui de la trompe à [illegible] que la pression indiquée par le manomètre s'élevait [illegible] environ par minute). On fermait le robinet S_1

Fig. 2.



quand la pression dépassait P de la même quantité que P la dépassait au début de l'expérience; on pouvait déterminer la vitesse V avec précision ne mesurant le volume d'air chassé du gazomètre et le temps pendant lequel le robinet S_1 était ouvert. Si la vitesse ainsi trouvée était trop forte ou trop faible, on changeait la longueur du tube capillaire de façon à amener la vitesse V entre les limites requises. Toute modification dans les tubes conduisant à l'appareil de diffusion exige une nouvelle détermination de V avant les expériences de conductibilité.

Le tube G n'est relié au gazomètre que pour permettre de déterminer V. Comme la pression de l'air dans le gazomètre est identique à la pression atmosphérique, on peut faire entrer directement dans G l'air de la salle pendant les expériences de conductibilité.

La disposition de l'appareil, au point de vue électrique, était la même que celle qui a été décrite.

Marche des expériences effectuées avec l'air à basse pression.

L'appareil est disposé comme l'indique la figure 2 et la pression est réduite jusqu'à être un peu inférieure à la pression P à laquelle l'expérience doit être faite. On ouvre le robinet S_1 et on laisse l'air circuler dans l'appareil pendant 1 minute environ avant d'isoler la paire de quadrants à laquelle F_1 est relié. Quand le manomètre indique une pression de 2^{mm} environ au-dessous de P, on isole les quadrants et l'on détermine la déviation n_1 de l'électromètre en divisions par minute. On continue les observations jusqu'à ce que la pression soit supérieure à P d'environ 2^{mm}, et l'on prend la moyenne. La différence entre les déviations pendant la première demi-minute et pendant la dernière était à peine sensible.

Après avoir déterminé n_1, on ferme le robinet S_2, et l'on fait entrer l'air dans l'appareil de diffusion par S_1; le tube B_1 est alors enlevé et remplacé par B_2. Avant de faire des observations avec F_2 relié à l'électromètre, il faut vérifier si le joint entre les deux disques est hermétique : dans ce but, on ferme S_1 et l'on ouvre S_2, de façon à laisser pénétrer dans W_1 un peu de l'air venant de l'appareil de diffusion. On ferme alors S_2 et l'on observe le manomètre : on a trouvé que l'air pénétrait dans l'appareil avec une vitesse inférieure à $\frac{1}{1000}$ de celle avec laquelle il rentre quand S_1 est ouvert.

On détermine alors n_2 de la même façon que n_1. On prend soin, dans tous les cas, de se servir pour les observations de la même portion de l'échelle de l'électromètre.

Généralement, on déduit n_2 d'observations faites toutes les demi-minute. Comme n_1 est beaucoup plus petit que n_2, on a pris pour sa valeur la moyenne d'un certain nombre de déterminations faites pendant que l'image de la fente éclairée parcourait toute la portion de l'échelle utilisée pour la détermination de n_2.

Les Tableaux suivants donnent les résultats d'expériences effectuées sous différentes pressions, avec de l'air sec et de l'air humide. P désigne la pression en millimètres de mercure, V la vitesse moyenne de l'air dans les tubes T_1, Θ la température de l'air pendant l'expérience.

Air sec.

Ions positifs.		Ions négatifs.				
n_1.	n_2.	n_1.	n_2.	V.	P.	θ.
				centimètres par seconde.	mm	
88,2	153	63,4	138,6	344	772	19
56,1	105,3	43,0	93,8	387	550	13
33,9	73,9	24,8	68,0	420	400	16
14,8	41,3	10,6	39,9	410	300	13
11,5	34,5	7,6	31,5	582	200	12

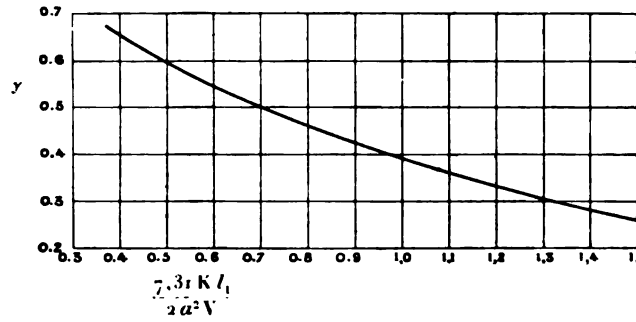
Air saturé de vapeur d'eau.

Ions positifs.		Ions négatifs.				
n_1.	n_2.	n_1.	n_2.	V.	P.	θ.
				centimètres par seconde.	mm	
81,3	145,8	71,1	135	368	772	18
24,7	58,5	21,0	56,3	430	400	11
9,5	31,2	7,6	27,1	609	200	9,5

La relation entre le rapport $y = \frac{n_1}{n_2}$ et le coefficient de diffusion $\left(\text{le rapport } \frac{l_1}{l_2} \text{ ayant la valeur } 8\right)$ peut être représentée par une courbe

Fig. 3.

Courbe représentant la relation entre K *et* y *quand* $l_1 = 8\,l_2$.



(*fig.* 3) ayant pour ordonnées y et pour abscisses $\frac{7,31\,K\,l_1}{2\,a^2\,V}$, et à l aide de cette courbe on peut déterminer les valeurs de K correspondant

à différentes pressions. Ces valeurs sont données dans les Tableaux suivants :

Air sec.

		Ions positifs.		Ions négatifs.	
P.	θ.	K_1.	$P \times K_1$.	K_2.	$P \times K_2$.
mm	°				
772	19	0,0317	24,5	0,0429	33
550	13	0,0420	23,1	0,0542	29,8
400	16	0,0578	23,1	0,078	31,2
300	13	0,078	23,4	0,103	30,9
200	12	0,118	23,6	0,155	31,0

Air saturé de vapeur d'eau.

		Ions positifs.		Ions négatifs.	
P.	θ.	K_1.	$P \times K_1$.	K_2.	$P \times K_2$.
mm	°				
772	18	0,0364	28,0	0,0409	31,5
400	11	0,0668	26,7	0,0771	30,8
200	9,5	0,134	26,8	0,147	29,4

Il résulte de ces Tableaux que, dans chaque cas, la vitesse de diffusion des ions dans un gaz est inversement proportionnelle à la pression du gaz.

Les coefficients de diffusion sous la pression de 772^{mm} montrent, par rapport à cette loi, un écart qui semble un peu supérieur à l'erreur probable des expériences, mais on ne pouvait espérer un meilleur accord entre les valeurs des produits $P \times K$, à moins que la température de l'air n'eût été la même dans tous les cas. On remarquera que les expériences effectuées sous la pression de 772^{mm} l'ont été avec une température de l'air plus élevée que dans les autres expériences.

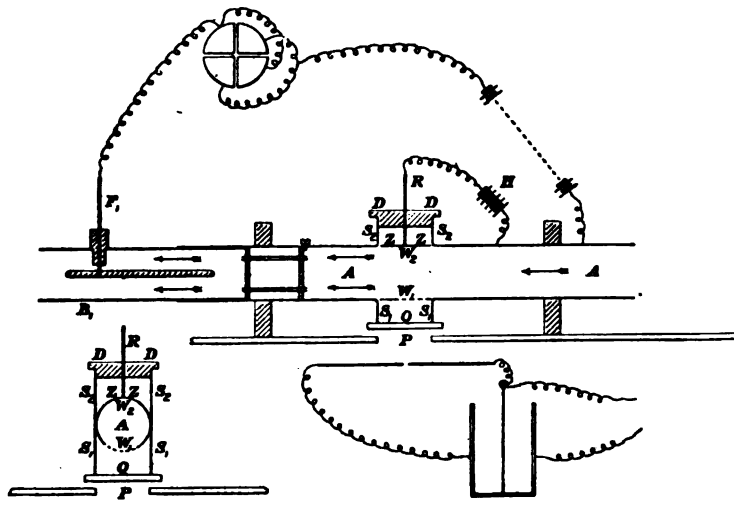
TROISIÈME PARTIE.

IONS PRODUITS PAR L'ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE SUR UNE SURFACE MÉTALLIQUE.

L'appareil décrit dans la deuxième Partie peut servir, avec de légères modifications, pour les ions produits par des méthodes variées. Pour amener dans le courant d'air qui circule dans le tube A les ions produits par la lumière ultra-violette, on a effectué les changements représentés (*fig.* 4). Les fenêtres W_1 et W_2 étaient pratiquées dans le tube long, et deux tubes courts S_1 et S_2 de même diamètre étaient

soudés perpendiculairement au premier, dans le prolongement l'un de l'autre, chacun d'eux entourant une des fenêtres. Une lame de quartz, Q, était fixée hermétiquement, au moyen de cire à cacheter, à l'extrémité de S_1 ; un morceau de toile métallique, ayant la même courbure que la paroi de A, remplissait complètement la fenêtre W_1. Une lame de zinc Z, ayant même forme et mêmes dimensions que le morceau de laiton détaché en pratiquant l'ouverture W_2, était fixée à une tige

Fig. 4.



de laiton R traversant le disque d'ébonite D. Le disque fermait exactement le tube S_2 et l'on rendait le joint hermétique. Le zinc ne touchant pas le tube A, on pouvait lui donner un potentiel quelconque. Quand des rayons ultra-violets traversant le quartz et la toile métallique arrivent sur le zinc, des ions négatifs sont produits à la surface du métal. Quelques-uns peuvent être entraînés par un courant d'air circulant dans le tube A, en abaissant le potentiel du zinc au-dessous de celui de A. Dans ce but, une petite batterie isolée H avait son pôle positif relié à A et son pôle négatif relié à R.

La source de rayons ultra-violets employée était une étincelle jaillissant entre deux fils d'aluminium. L'appareil destiné à produire cette étincelle était renfermé à l'intérieur d'une boîte couverte de plomb présentant une petite ouverture en P qui permettait aux rayons provenant de l'étincelle de tomber sur la plaque de quartz Q. L'un des pôles du secondaire d'une bobine de Ruhmkorff était relié à l'ar-

mature externe d'une bouteille de Leyde, et l'autre pôle à l'armature interne. La bouteille était chargée par la bobine et se déchargeait par le micromètre à étincelles, formé par les deux fils d'aluminium. L'air se chargeant positivement au voisinage de l'étincelle, il a été nécessaire d'empaqueter le tube S_1 avec de la laine, afin d'empêcher l'air électrisé d'arriver dans le voisinage de la tige F et du fil qui la relie à l'électromètre. Quand on a pris cette précaution, on constate que le fonctionnement de la bobine, prolongé pendant plusieurs minutes, ne produit aucune déviation de l'électromètre.

Marche des expériences avec la lumière ultra-violette.

La petite batterie H d'éléments Clark était isolée et ses deux pôles reliés à R et A, de façon à donner à R un potentiel inférieur d'environ 6 volts à celui de A. Le tube A était relié au pôle négatif d'une batterie de 40 accumulateurs, dont l'autre pôle était au sol. Les tubes B et les connexions de l'électromètre étaient disposés de la même façon que pour les expériences effectuées avec la substance radioactive. On faisait les observations d'une façon un peu différente.

On isolait la paire de quadrants reliée à F et l'on faisait passer le courant d'air dans l'appareil. Il fallait environ 15 secondes pour que le courant d'air devienne constant; on mettait alors la bobine en marche pendant un temps déterminé (20 secondes généralement). On peut lire la déviation de l'électromètre quand l'image de la fente devient fixe, ce qui est un avantage de cette méthode. Quand la bobine ne fonctionnait pas, la lecture à l'électromètre ne variait pas de plus de $0^{div},5$ par minute et n'était pas modifiée quand le courant d'air circulait dans l'appareil.

Les déviations n_2 (obtenues d'une façon analogue quand l'air ionisé circule dans les tubes courts T_2) étaient à peu près le double des déviations n_1, de sorte qu'on faisait deux fois les observations de n_1 afin d'avoir des lectures couvrant la même partie de l'échelle.

Les déviations obtenues quand la tige R était reliée directement à A étaient d'environ $\frac{1}{10}$ de la déviation obtenue quand la plaque de zinc avait un potentiel inférieur de 6 volts à celui de A.

En chargeant ensuite A au potentiel de $+80$ volts et en donnant à la lame de zinc un potentiel supérieur à celui de A, la bobine marchant pendant 2 minutes ne produisait aucune déviation.

Les Tableaux suivants donnent les déviations obtenues avec différentes vitesses V à l'intérieur des tubes T; n_1 et n_2 sont les dévia-

[illegible]ions par minute, et les coefficients de diffusion K sont obtenus à l'aide de la courbe de la figure 3. L'air était à la pression atmosphérique H. La température n'a varié que de 16° à 18° pendant les expériences, de sorte que les vitesses de diffusion peuvent être regardées comme correspondant à une température de 17° C. :

Air sec.					Air humide.				
H.	n_1.	n_2.	V.	K.	H.	n_1.	n_2.	V.	K.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	356	0,0427	762	45,0	81,1	368	0,0368
[illegible]	[illegible]	[illegible]	475	0,0438	772	47,0	90,0	337	0,0380
[illegible]	[illegible]	109,3	[illegible]	0,0440					

La densité d'ionisation dépend beaucoup de l'état de la surface du zinc, qui doit être polie de temps en temps pour que l'ionisation ne soit pas trop faible. C'est dans la troisième expérience effectuée avec l'air sec qu'on a obtenu la plus grande densité d'électrisation. La durée moyenne t du passage d'une portion quelconque du gaz dans les tubes T, est 0s,0106. Le volume total du gaz circulant dans l'appareil était de 4260cm³ par minute.

En étalonnant l'électromètre, on a trouvé que chaque division de l'échelle correspondait à une charge de 0,0044 unité électrostatique. La densité électrique moyenne ρ était donc $8,5 \times 10^{-5}$ unité électrostatique par centimètre cube. On a vu dans la première Partie que le produit $\rho \times t$ doit être inférieur à 10^{-6} pour que la perte d'ions due à leur répulsion mutuelle soit inférieure à $\frac{1}{100}$ de la perte due à la diffusion vers les parois. Dans le cas présent, le produit $\rho \times t$ est égal à $0,9 \times 10^{-6}$, de sorte qu'il n'y a lieu de faire aucune correction pour la perte due à la répulsion mutuelle des ions.

QUATRIÈME PARTIE.

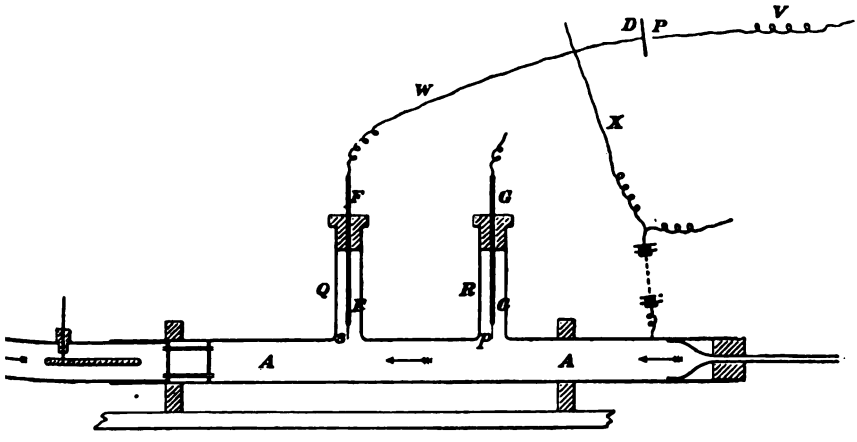
IONS PRODUITS PAR L'AIGRETTE.

La figure 5 représente l'appareil spécialement modifié en vue des expériences sur la décharge par les pointes. Deux trous circulaires de 1cm,6 de diamètre étaient faits dans le tube A, et deux tubes Q et R, du même diamètre que les trous, étaient soudés à A dans les positions indiquées par la figure. Des bouchons d'ébonite, s'adaptant exactement dans Q et R, empêchaient toute fuite d'air par ces tubes latéraux. Les tiges de laiton F et G, passant à frottement doux à travers les bouchons, pouvaient être montées ou descendues de façon à amener les

pointes métalliques soudées à leurs extrémités à un niveau voulu quelconque. La pointe S, à l'extrémité de F, était une aiguille d'acier et la pointe p, un court fil de platine.

On élevait le potentiel de la pointe à l'aide d'une machine Wimshurst mue à vitesse constante par un moteur électrique. L'un des conducteurs de la machine était relié au sol, et l'autre au fil V terminé

Fig. 5.



par une pointe P à environ $0^{cm},5$ de distance du disque métallique D. Ce dernier était relié à l'une des tiges F ou G par le fil isolé W. La machine de Wimshurst étant en activité, aucune décharge n'avait lieu à la pointe située à l'intérieur de l'appareil de diffusion, tant que le fil X relié au sol et le fil W étaient en contact. Quand on les séparait, la décharge en aigrette se produisait aussitôt à la pointe terminant la tige F. On pouvait donc obtenir une décharge constante à l'intérieur du tube, pendant un temps voulu quelconque, indépendante des variations initiales et finales de la machine.

La plus grande partie de la charge perdue par la pointe à l'intérieur de A s'en va au sol par l'intermédiaire de la batterie : une faible fraction seulement est entraînée par le courant d'air circulant dans le tube A.

A cause des charges en suspension dans l'air de la salle (émanées en partie de P et en partie des pointes de la machine), on a trouvé que des écrans en toile métallique n'étaient pas suffisants pour protéger le fil réunissant F aux quadrants isolés; il a fallu couvrir les écrans de feuilles d'étain. Cette précaution prise, et la machine Wimshurst

ayant marché pendant plusieurs minutes, l'électromètre ne présentait aucune déviation.

La marche des expériences était pratiquement la même que celle des expériences effectuées avec les rayons ultra-violets.

Ions positifs dans l'air sec.

Expériences.	H.	n_1.	n_2.	V.	K.
1.....	766	162	262	324	0,0263
2.....	760	81	129	334	0,0251
3.....	761	101	150	378	0,0245
4.....	754	89,4	142	329	0,0247
5.....	753	180,6	299	324	0,0257
6.....	767	52,4	77,4	342	0,0216

Expérience 1. — Pointe d'acier dans le tube Q, la pointe étant au niveau de la paroi du tube A.

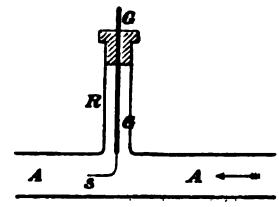
Expériences 2 et 3. — Mêmes conditions, si ce n'est qu'on employait le tube R pour que le gaz eût une charge plus faible en atteignant le tube T.

Expérience 4. — Comme 2 et 3, avec une pointe de platine substituée à la pointe d'acier.

Expérience 5. — La pointe placée dans la position indiquée par la figure 6.

Expérience 6. — Comme 1, si ce n'est que la pointe était soulevée dans le tube Q à 5^{cm} au-dessus de l'ouverture du tube A.

Fig. 6.



Les expériences 1 et 5 sont les seules pour lesquelles l'effet de répulsion mutuelle puisse contribuer d'une façon sensible à la perte des ions dans le tube T_1, de sorte que les valeurs de K déduites de ces expériences peuvent être un peu trop fortes. La différence d'environ $\frac{5}{100}$ entre les valeurs obtenues dans les expériences 1 et 5, d'une part, et dans les expériences 2, 3 et 4, d'autre part, est due probable-

ment à cet effet, et non à une différence quelconque présentée par les ions.

Les ions qui se mêlent au courant d'air circulant dans A en provenant d'une pointe située à quelque distance du tube A, sont plus gros que les autres, car l'expérience 6 montre qu'ils se diffusent plus lentement.

Ions négatifs dans l'air sec.

Expériences.	H.	n_1.	n_2.	V.	K.
1.....	768	72	138	337	0,0382
2.....	766	86,2	165	326	0,0367
3.....	758	78,5	150	323	0,0368
4.....	767	91,2	160	342	0,0324

Expérience 1. — Pointe d'acier dans le tube Q, la pointe au niveau de la paroi du tube A.

Expérience 2. — *Idem,* pointe de platine au lieu de pointe d'acier.

Expérience 3. — La pointe dans le tube A dans la position indiquée par la figure 6.

Expérience 4. — Comme 1, mais la pointe étant soulevée dans le tube Q à 2^{cm} au-dessus de l'ouverture pratiquée dans le tube A.

Les trois premières expériences donnent pratiquement la même valeur pour le coefficient de diffusion, mais l'expérience 4 montre qu'il se produit des ions plus gros quand la décharge a lieu dans le tube étroit Q.

Ions positifs dans l'air humide.

Expériences.	H.	n_1.	n_2.	V.	K.
1.....	765	44,1	74,7	318	0,0277
2.....	750	71,0	112	396	0,0291
3.....	750	60	100	323	0,0271

Expérience 1. — Pointe d'acier dans le tube R, la pointe au niveau de la paroi du tube A.

Expérience 2. — Pointe de platine dans le tube Q (pour obtenir des déviations plus grandes).

Expérience 3. — Pointe d'acier dans le tube Q, à 3^{cm} au-dessus de l'ouverture pratiquée dans le tube A.

Le soulèvement de la pointe n'a pas eu autant d'effet dans ce cas que lorsque l'air est sec.

Ions négatifs dans l'air humide.

Expériences.	H.	n_1.	n_2.	V.	K.
1.....	774	56,4	113,6	321	0,0395
2.....	750	66,7	121,5	396	0 0399
3.....	774	45,8	97,4	321	0,0376

Dans ces trois expériences, la décharge par l'aigrette avait lieu dans le tube latéral Q. Dans l'expérience 1, faite avec une pointe d'acier, et l'expérience 2, faite avec une pointe de platine, la pointe était au centre de l'ouverture pratiquée dans A. Dans l'expérience 3, la pointe d'acier était soulevée dans Q à 2^{cm} au-dessus de l'ouverture.

Si l'on considère les expériences effectuées avec la pointe au niveau de la soudure des deux tubes, on voit que l'électrisation $\left(\frac{n_2}{V}\text{ en unités arbitraires}\right)$ la plus grande correspond aux ions qui se meuvent avec la plus grande vitesse. Ceci provient en partie de la perte de charge produite dans le tube A avant que le gaz n'atteigne les tubes T. S'il se produisait des électrisations égales à la source, on s'attendrait à trouver que les ions de faible masse, entraînés par les gaz, atteignent les tubes T en plus petit nombre que les gros ions.

CINQUIÈME PARTIE.

EFFET DE LA PRESSION.

La théorie de la diffusion mutuelle des gaz montre que le coefficient de diffusion est inversement proportionnel à la pression totale des deux gaz qui se diffusent. Cette loi a été confirmée par les expériences de Loschmidt et autres [1].

Les résultats donnés dans la seconde Partie montrent que la loi peut s'étendre au cas où l'un des gaz consiste en ions. La pression exercée par les ions est tellement faible qu'elle ne peut contribuer à la pression totale que pour une fraction infime, non mesurable. La pression totale est donc, dans ce cas, la pression du gaz dans lequel les ions se diffusent, et nous voyons que, entre les pressions 772^{mm} et 200^{mm}

[1] *Voir* O.-E. Meyer, *Die kinetische Theorie der Gase*, Chapitre VIII ou L. Boltzmann, *Leçons sur la théorie des gaz*, 1re Partie.

de mercure, la vitesse de diffusion est inversement proportionnelle à la pression.

On en conclut que les dimensions d'un ion ne changent pas quand la pression varie entre ces limites.

Ions produits par des méthodes variées.

Les expériences de diffusion montrent que les ions produits par les rayons de Röntgen, par les substances radioactives et par les rayons ultra-violets ont à peu près les mêmes dimensions et sont soumis aux mêmes changements sous l'action de l'humidité. Le Tableau suivant des coefficients de diffusion des ions dans l'air montre qu'il y a des différences, dans les différents cas, plus grandes que celles que des erreurs expérimentales pourraient expliquer.

Coefficients de diffusion des ions produits dans l'air par différentes méthodes.

	Air sec.		Air humide.	
	Ions		Ions	
Méthode.	positifs.	négatifs.	positifs.	négatifs.
Rayons de Röntgen.....	0,028	0,043	0,032	0,035
Substance radioactive.....	0,032	0,043	0,036	0,041
Rayons ultra-violets.....	»	0,043	»	0,037
Décharge par l'aigrette.....	0,0247	0,037	0,028	0,039
	0,0216	0,032	0,027	0,037

Nous examinerons d'abord les valeurs relatives des charges des ions dans les différents cas.

On a vu (*voir* Mémoire précédent) que si la mobilité u de l'ion et le coefficient de diffusion K sont déterminés, on peut comparer la charge e d'un ion et la charge E d'un ion hydrogène dans l'électrolyse, car on a

$$Ne = \frac{3 \times 10^8 u}{K}$$

et, d'autre part,

$$NE = 1,22 \times 10^{10}.$$

On a déjà vu de cette façon, dans le cas des rayons de Röntgen, que la charge portée par les ions des deux signes est, dans tous les cas, à très peu près identique à la charge E, les différences n'étant pas supérieures aux erreurs expérimentales possibles. Pour étendre

une telle comparaison aux ions produits par d'autres méthodes, il faudrait connaître complètement les mobilités u, et c'est seulement dans un petit nombre de cas qu'elles ont été déterminées.

E. Rutherford (1) a donné pour la valeur de la mobilité dans l'air à la pression atmosphérique des ions produits par les rayons ultraviolets, la valeur $1^{cm},5$ par seconde. Si nous prenons la moyenne des valeurs de K trouvées dans ce cas pour l'air sec et l'air humide, on a

$$Ne = 1,12 \times 10^{10}.$$

L'effet de l'humidité de l'air sur la mobilité n'a pas été étudié, de sorte que nous ne pouvons espérer une concordance meilleure avec la valeur de NE dans l'électrolyse.

A.-P. Chattock (2) a mesuré la mobilité des ions produits par l'aigrette. Les valeurs données sont respectivement $1^{cm},37$ par seconde et $1^{cm},80$ par seconde pour les ions positifs et les ions négatifs. D'autres valeurs, inférieures à celles-là, ont aussi été obtenues et s'accorderaient mieux avec les valeurs trouvées pour les coefficients de diffusion, mais l'auteur les considère comme moins dignes de confiance, par suite d'erreurs expérimentales.

La disposition de l'appareil employé pour la mesure des mobilités était tel que la pointe n'était pas entourée d'un tube étroit, de sorte qu'on peut prendre les valeurs les plus élevées trouvées par nous pour le coefficient de diffusion pour correspondre aux valeurs des mobilités données ci-dessus; on obtient ainsi

$$Ne = 1,66 \times 10^{10} \quad \text{pour les ions positifs,}$$
$$Ne = 1,46 \times 10^{10} \quad \text{pour les ions négatifs.}$$

Ces résultats sembleraient indiquer que quelques-uns des ions ont une charge double, mais on ne peut pas attacher une grande importance à ces nombres, puisque les coefficients de diffusion montrent de façon évidente que les ions produits par l'aigrette ont des dimensions différentes suivant le dispositif de l'appareil au voisinage de la pointe. Pour arriver à une conclusion définie en ce qui concerne les charges, il faut nécessairement mesurer u et K pour des ions produits dans des circonstances identiques. C'est ce que l'on pourrait faire avec l'appareil que j'ai employé pour la détermination des coef-

(1) *Proceed. Cambr. phil. Soc.*, t. IX, 1898. Mémoire traduit dans ce Recueil.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899, p. 407.

ficients de diffusion, et j'espère pouvoir mesurer les mobilités de façon à obtenir une détermination exacte de Ne.

Cette méthode de comparaison entre la charge d'un ion dans un gaz et celle d'un ion dans un électrolyte présente une grande importance, puisqu'elle nous démontre de façon évidente la nature atomique de l'électricité.

Les résultats indiquent qu'il y a identité entre le minimum de divisibilité de la charge électrique dans les liquides et dans les gaz.

Les méthodes employées jusqu'à présent pour la détermination de la charge en unités absolues s'appliquent à des ions produits dans des gaz humides, et, comme toutes les mesures sont basées sur la vitesse de chute d'un nuage, on ne peut guère en attendre une grande précision. Les résultats montrent que la charge est du même ordre pour les ions obtenus par différentes méthodes. J.-J. Thomson a mesuré les charges portées par les ions que produisent les rayons de Röntgen (1) et la lumière ultra-violette (2). Ces valeurs sont à peu près les mêmes, comprises entre 6×10^{-10} et 7×10^{-10} unité électrostatique. Elles ne diffèrent pas beaucoup de celle, 5×10^{-10}, que j'ai obtenue (3) pour la charge des ions dans les gaz chargés produits par l'électrolyse.

Si l'on admet l'identité de la charge dans tous les cas, on doit supposer que ce sont les variations de la masse de l'ion qui produisent les différences observées pour les coefficients de diffusion. Mac Clelland (4), en mesurant les mobilités des ions produits par l'arc ou par des fils métalliques incandescents, a trouvé que la masse de l'ion dépend dans une large mesure des circonstances dans lesquelles s'effectue l'ionisation. Les mobilités subissent de grandes variations pour de faibles différences de température, ce qui prouve que la masse de l'amas qui se forme autour d'un ion est très variable. Non pas que les rayons de Röntgen ou les substances radioactives aient une action sur l'air, qui modifie sa tendance à se réunir autour d'un ion chargé, mais il se peut que l'ionisation soit produite de diverses façons par les différentes espèces de rayons, de sorte que les masses ne soient pas identiques. Dans les décharges par l'aigrette dans l'air, il se produirait des actions tendant à grossir les dimensions de l'amas. Par exemple, les composés oxygénés de l'azote produits pourraient,

---

(1) *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1899.
(3) *Phil. Mag.*, t. XLV, 1898.
(4) *Proc. Camb. phil. Soc.*, t. X.

par leur condensation sur le noyau chargé, accroître sa ma
minuer sa vitesse de diffusion.

On ignore si les rayons ultra-violets ont un effet quelc
l'air sec, mais C.-T.-R. Wilson [1] a montré que, si la lu
pendant quelques minutes sur de l'air humide, un nuage s
Cet effet doit être très faible dans les expériences actuelle
peut expliquer la différence entre les vitesses de diffusio
produits par les rayons de Röntgen et les rayons ultra-viol

Remerciments au Professeur J.-J. Thomson.

---

[1] *Phil. Trans.*, A, t. CXCII, 1899.

CONDUCTIBILITÉ PRODUITE

DANS L'HYDROGÈNE ET LE GAZ CARBONIQUE

PAR LES CHOCS DES IONS CHARGÉS NÉGATIVEMENT,

PAR JOHN-S. TOWNSEND ET P.-J. KIRKBY.

Extraits traduits de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. I, 1901, p. 630 à 642.

Après avoir donné une série de résultats d'expériences faites sur l'hydrogène et l'acide carbonique par la méthode précédemment employée pour l'air, résultats dont les Tableaux suivants donnent un aperçu, les auteurs indiquent un raisonnement simple qui permet d'établir la formule qui relie α à p et à X :

Hydrogène (*distance des plateaux* : $5^{mm},5$).

X en volts-cm.	Pressions. 4,7.	1,77.	0,84.	0,356.
69	7	5,43	"	"
138	8,2	9,1	9,2	6,4
276	18	25,5	17,2	"
415	68	66,5	25,5	11,2
484	153	119	31,6	11,2
553	490	"	40	11,2

Acide carbonique (*distance des plateaux* : 5^{mm}).

X en volts-cm.	Pressions. 18,3.	8,8.	3,95.	1,4.	0,68.	0,25.
76	140	35	19,6	7,6	5,25	5,3
152	141	35,5	"	10,8	8,1	7,8
532	153	64	126	162	52,9	"
760	198	195	778	660	161	19
912	286	530	2830	"	"	"
1032	395	1290	8300	"	"	"

En traversant le gaz sous l'influence d'un champ électrique, un ion fait un certain nombre de collisions avec les molécules, les vitesses au moment du

choc dépendant des libres parcours. Les conditions du choc varieront de différentes manières et ces chocs pourront être considérés comme étant de différents types. Dans quelques cas, le choc aura pour effet de produire deux nouveaux ions : un positif et un négatif. Cherchons l'effet d'un accroissement, dans la même proportion, de la pression et du champ sur la valeur de α, que nous considérerons comme étant une fonction inconnue de p et de X.

Quand p augmente et prend la valeur $z \times p$, le nombre total de collisions par centimètre sera accru dans le rapport z et tous les libres parcours diminueront dans le même rapport; un champ $z \times X$ agissant le long des libres parcours ainsi diminués, produira le même effet que le champ X agissant le long des libres parcours initiaux. Le type de la collision ne sera donc pas altéré et le seul effet de l'augmentation de p et de X sera d'augmenter, dans le rapport z, le nombre de collisions par centimètre d'un type déterminé. En particulier, les chocs qui produisent de nouveaux ions seront accrus dans le rapport z.

La relation entre les trois variables α, p et X doit donc être telle que, lorsque p et X varient dans le même rapport, une variation semblable se produise pour α. En général, si $\alpha = \Phi(X, p)$, on aura

$$z\alpha = \Phi(zX, zp) \qquad \text{et} \qquad z\Phi(X, p) = \Phi(zX, zp),$$

Φ est donc de la forme

$$pf\left(\frac{X}{p}\right)$$

et l'on a

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right).$$

Cette équation ne fait intervenir aucune hypothèse sur les vitesses des ions avant ou après le choc. Si nous prenons les valeurs de α pour une pression donnée et si nous traçons une courbe de coordonnées $\frac{X}{p}$ et $\frac{\alpha}{p}$, son équation sera $y = f(x)$, la même pour toutes les pressions.

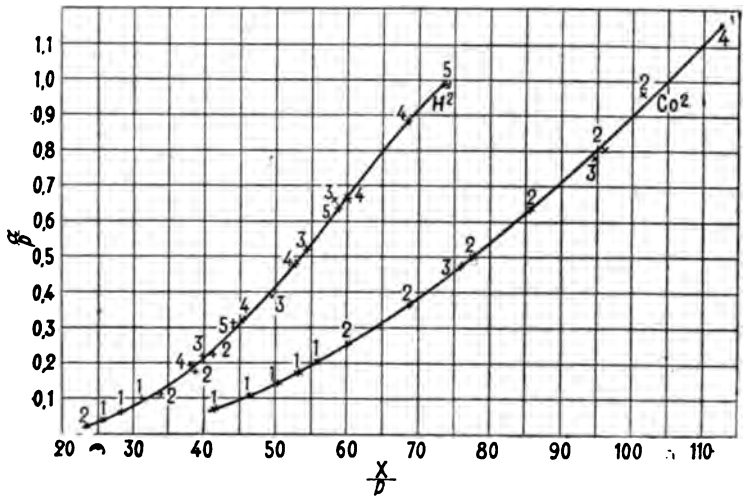
Les figures 1 et 2 représentent ces courbes pour l'hydrogène et le gaz carbonique à deux échelles différentes. La constante n_0 qui représente le nombre d'ions produits par la radiation a été déterminée, pour les pressions élevées, au moyen des courbes. Pour les pressions faibles, les auteurs préfèrent tirer n_0 de l'équation $n = n_0 \frac{\varepsilon^{\alpha l} - 1}{\alpha l}$, connaissant d'après les expériences précédentes le rapport $\frac{\alpha}{p}$ qui correspond à un champ X et en déterminant n pour ce champ (80 volts par centimètre), la détermination directe de n_0 conduisant à employer des champs trop faibles. Les valeurs maxima obtenues pour $\frac{\alpha}{p}$ sont 11,5 pour l'hydrogène et 29 pour CO^2 (1).

---

(1) Des déterminations plus précises des valeurs de $\frac{\alpha}{p}$ correspondant aux plus grandes valeurs de $\frac{X}{p}$ ont été obtenues plus tard par des observations sur la conductibilité produite par la lumière ultra-violette. (*Note de l'auteur.*)

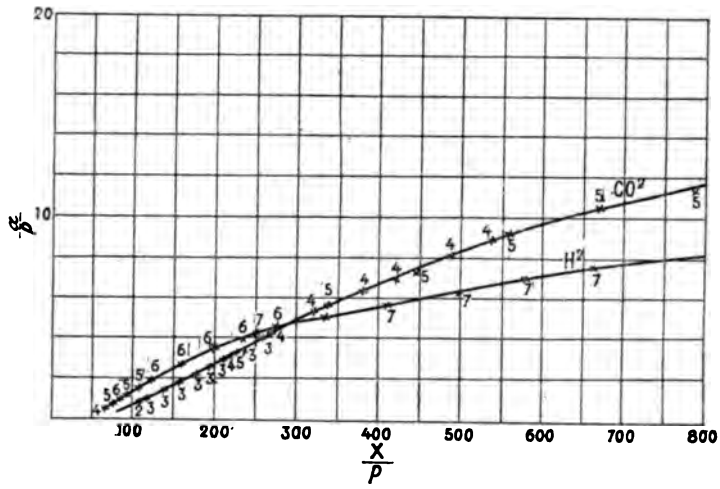
Les résultats, auxquels nous sommes arrivés, nous permettent de nparer les chemins libres moyens des ions avec ceux des molé-

Fig. 1.



les. Nous avons trouvé qu'un ion négatif fait 11,5 collisions par ntimètre dans l'hydrogène à la pression de 1^{mm} et 29 collisions par

Fig. 2.



entimètre dans l'acide carbonique à la même pression. Les chemins bres moyens à cette pression sont donc les inverses de ces nombres.

LA CONDUCTIBILITÉ PRODUITE DANS LES GAZ
A L'AIDE DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Extraits traduits de l'anglais par M. MOULIN.

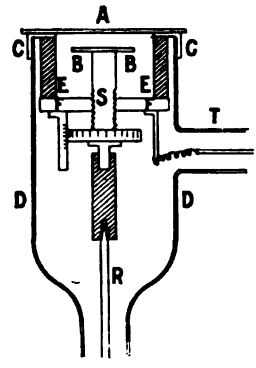
Philosophical Magazine, t. III, 1902, p. 557 à 576.

. . . . . .

2. L'appareil employé dans ces expériences est représenté figures 1 et 2.

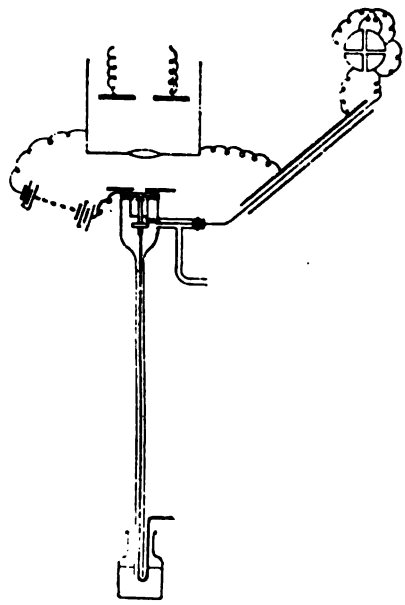
La conductibilité avait lieu entre les deux plateaux parallèles A et B (*fig.* 1). Le plateau A était en quartz argenté sur sa face intérieure pour avoir une surface conductrice. Sur l'argenture était tracée une série de lignes parallèles fines pour permettre à une partie de la lumière de passer à travers la plaque et de tomber sur la surface du plateau inférieur B qui était en zinc. La plaque A reposait sur un chapeau de laiton C, et le joint était rendu étanche. Un tube court d'ébonite E était vissé sur la partie plate du chapeau sur lequel reposait la plaque de quartz, et un disque de métal F était fixé à l'extré-

Fig. 1.



mité inférieure du tube d'ébonite. Ce disque était ainsi relié rigidement au plateau de quartz et lui était parallèle. La distance entre les plateaux A et B se réglait au moyen de la vis S qui tournait dans un filet de pas d'un demi-millimètre, taraudé dans la plaque F. Le large tube de verre D qui contenait l'appareil était rodé à l'une de ses extrémités et le chapeau de laiton y fut mastiqué. L'autre extrémité était réunie à un tube plus étroit d'environ 33 inches (89^{cm}) de longueur qui plongeait dans un récipient contenant du mercure.

Fig. 2.



Le tube d'ébonite E était percé d'une ouverture pour laisser passer librement le gaz de l'espace compris entre les plateaux vers les autres parties de l'appareil. Une pièce d'ébonite courte était fixée à la vis S, et la tige R, passant à travers la colonne de mercure placée au-dessous de D, s'adaptait dans une entaille de l'ébonite. On pouvait faire varier la distance entre les plateaux sans changer la pression en tournant l'extrémité de la tige R, qui était recourbée comme l'indique la figure 134.

L'appareil était relié à une pompe de Tœpler et à une jauge de Mac Leod. Une petite variation de pression pouvait être décelée au moyen de la jauge et l'on trouva que la pression ne variait que de cinq centièmes de millimètre pendant une série d'observations.

Quand on expérimentait avec l'hydrogène ou l'acide carbonique, une certaine quantité de gaz frais était introduite dans l'appareil avant chaque série d'expériences pour que la petite fuite ne puisse avoir aucun effet appréciable sur les résultats.

La connexion métallique avec le plateau de zinc était obtenue à l'aide d'une tige passant à travers le tube latéral T. La tige entrait dans l'appareil à travers un bouchon d'ébonite placé à l'extrémité du tube latéral et était ainsi isolée du tube de verre.

Le plateau de zinc était relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant au sol. Le fil reliant l'appareil aux quadrants isolés passait au centre d'un tube de laiton mis au sol pour éviter d'avoir des effets d'induction. Le plateau argenté A était relié au pôle positif d'une batterie de petits éléments Leclanché dont l'autre pôle était au sol. Pour faire des expériences à champ constant, le nombre d'éléments employés était proportionnel à la distance entre les plateaux.

.... Des bandes de papier d'étain entouraient le tube d'ébonite (à peu près à égale distance du chapeau de laiton et du disque E) et étaient reliées au sol à travers un second tube latéral (non représenté sur la figure). Ce dispositif empêchait les fuites, par la surface de l'ébonite de la plaque A vers le plateau relié à l'électromètre.

La lumière ultra-violette était produite par l'étincelle de décharge d'une bouteille de Leyde, éclatant entre deux pointes d'aluminium. Une bobine d'induction servait à charger la bouteille de Leyde. L'appareil producteur de la lumière était entièrement entouré d'un écran métallique relié au sol, de sorte que l'étincelle ne pouvait avoir aucun effet direct sur l'électromètre.

L'étincelle était au foyer d'une lentille de quartz placée dans une ouverture de l'écran au-dessus des plateaux parallèles A et B. Un écran de plomb percé d'une ouverture circulaire de 1^{cm} de diamètre était placé entre la lentille et le plateau de quartz, pour limiter la lumière sur la portion centrale du plateau de zinc. Ce dernier avait $2^{cm},4$ de diamètre, de sorte que, lorsque la lumière tombait sur lui, la conductibilité n'avait lieu que dans la région de champ uniforme.

3 à 7. Les observations étaient faites comme précédemment en laissant passer la lumière pendant un temps connu et notant la déviation de l'électromètre. Pour comparer les courants obtenus avec différentes distances des plateaux, une petite correction a été faite pour tenir compte de la variation de capacité due à leur rapprochement (2,5 pour 100 pour le déplacement de 5^{mm} à 1^{mm}). Les conductibilités n_1, n_2 et n_3 ont été déterminées pour trois dis-

tances d_1, d_2 et d_3 telles que

$$d_2 - d_1 = d_3 - d_2,$$

le champ et la pression restant constants.

D'après la formule

$$n = n_0 \varepsilon^{\alpha d},$$

les conductibilités doivent satisfaire à la condition

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_3}{n_2}.$$

En opérant ainsi, il n'est pas nécessaire d'employer des potentiels trop élevés qui donnent des conductibilités si grandes qu'elles ne peuvent être attribuées à cette seule cause d'ionisation. La seule production des ions par choc des ions négatifs ne peut expliquer le phénomène de la décharge continue, une autre cause est en jeu et ces expériences montrent qu'elle commence à se faire sentir pour des potentiels beaucoup plus bas que le potentiel disruptif.

Cette deuxième cause d'ionisation n'a été que très incomplètement étudiée; les Tableaux suivants n'en donnent que quelques exemples.

Dans ces Tableaux, X est le champ en volts par centimètre, n le courant (déviation de l'électromètre) corrigé, l'indice indiquant la distance des plateaux en millimètres. R est le rapport de chaque courant au suivant.

I. — *Air :* Pression 6^{mm}.

X.	n_1.	n_3.	n_5.	R.	
350	16,9	19,2	22,2	1,14	1,14
525	20,7	37,5	69	1,81	1,84
700	28,2	97,5	345	3,47	3,53

IV. — *Air :* Pression $0^{mm},375$.

X.	n_1.	n_3.	n_5.	R.	
262	34	63	126	1,83	2,00
350	35,3	74	168	2,1	2,26
438	42	99	231	2,35	2,34
525	44,5	113	280	2,53	2,48

VII. — *Hydrogène :* Pression 30^{mm}.

X.	n_1.	n_2.	n_3.	R.	
1050	70,2	101,5	144	1,44	1,43
1400	111	275	»	2,48	»
1750	208	990	»	4,75	»

X. — *Hydrogène* : Pression 1mm.82.

				R.	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.05	2.16
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.62	2.80
	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.93	1.93 2,44

XI. — *Hydrogène* Pression [illegible]mm.82.

				R.	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.79	1.82
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.97	2,07
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.14	2,81

XII. — [illegible] Pression [illegible]mm.5.

				R.	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.32	1,33
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	3.35	»

XIII. — [illegible] Pression [illegible]mm.375.

				R.	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.01	2,02
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.84	2.81
	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.50	2.26
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	3.46	3,07
[illegible]	[illegible]	[illegible]		4.42	»

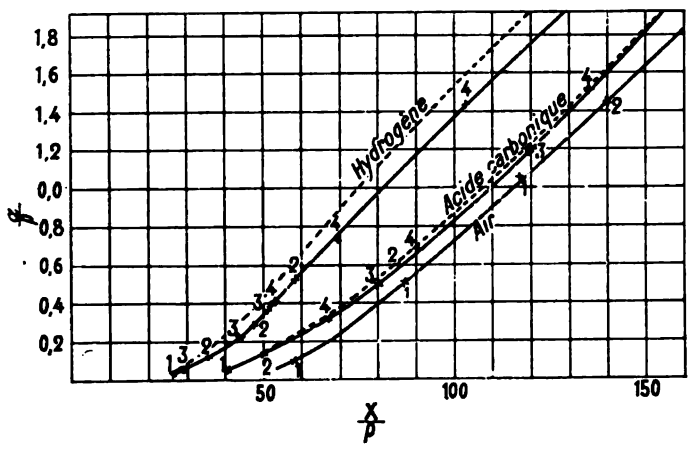
XIV. — [illegible] Pression [illegible]mm.331.

				R.	
[illegible]		[illegible]	[illegible]	2.03	2,07
[illegible]		[illegible]	[illegible]	2.95	2,33
[illegible]		[illegible]	[illegible]	3.55	2.86
		[illegible]	[illegible]		
[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,71
[illegible]	[illegible]	[illegible]		[illegible]	»

L'égalité des rapports $\frac{n_3}{n_1}$ et $\frac{n_5}{n_3}$ montre que la conductibilité est proportionnelle à $e^{\alpha d}$, d étant la distance des plateaux et α une constante dépendant de la pression et du champ. Dans certains cas, ces rapports ne sont pas égaux, le second étant de beaucoup le plus grand. Ceci se produit dans l'hydrogène pour des champs plus faibles que dans l'air (X et XI). L'auteur réserve l'examen de ces faits et se borne à discuter les effets produits par le choc des ions négatifs.

Il tire α de la formule précédente, d'après les valeurs trouvées pour les rapports $\frac{n_3}{n_1}$ et $\frac{n_5}{n_3}$ $\left(\text{en ne tenant pas compte des valeurs de } \frac{n_5}{n_3} \text{ plus grandes que } \frac{n_3}{n_1}\right)$. Les figures 3 et 4 représentent à deux échelles différentes les

Fig. 3.



courbes $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$. En traçant la tangente qui passe par l'origine, on obtient (comme on l'a vu dans un Mémoire précédent) la valeur maxima de α qui correspond à un champ donné X lorsqu'on fait varier la pression. Les coordonnées des points de contact pour l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique sont respectivement

$$\frac{\alpha}{p} = 5,2, \qquad 2,35, \qquad 6,1,$$

$$\frac{X}{p} = 350, \qquad 160, \qquad 380.$$

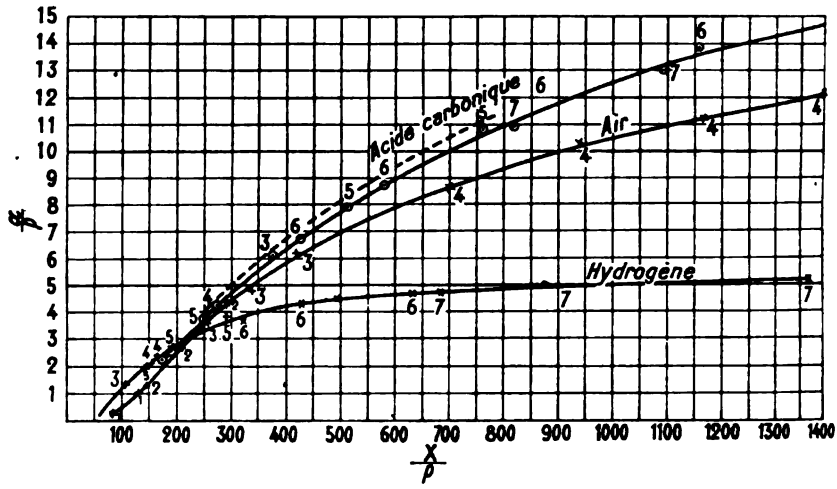
Si X est constant, et si l'on fait varier la pression pour obtenir le maximum de conductibilité, la valeur de α sera

$$\alpha = \frac{5,2X}{350}, \qquad \frac{2,35X}{160} \qquad \text{et} \qquad \frac{6,1X}{380}.$$

On peut remarquer que ces trois nombres sont sensiblement égaux.

Si les ions négatifs auxquels nous avons affaire sont les mêmes que ceux qui sont produits dans un gaz par les rayons Röntgen, les valeurs de α doivent être les mêmes dans les mêmes conditions de champ et de pression. Si l'on compare les résultats, on voit qu'il en est ainsi. La comparaison des courbes

Fig. 4.



montre que, toutefois, il existe des différences, surtout pour les grandes valeurs de $\frac{X}{p}$. Cela tient à ce que, dans les premières expériences, les différences de potentiel employées étant trop grandes, d'autres sources d'ionisation intervenaient comme nous venons de le voir pour l'ultra-violet. La valeur de α obtenue pour les rayons de Röntgen était alors trop élevée. De plus, dans ce cas, l'ionisation initiale n'est pas uniforme par suite de la présence de rayons secondaires.

Les courbes correspondantes aux rayons Röntgen sont tracées en trait ponctué pour l'hydrogène et l'acide carbonique. Dans le cas de l'acide carbonique, les deux courbes coïncident pratiquement dans une grande étendue. Pour ne pas compliquer la figure, on n'a pas tracé la courbe de l'air pour les rayons Röntgen; elle se placerait entre les deux courbes *air* et *acide carbonique*.

8. Les résultats obtenus avec les plus petites valeurs de $\frac{X}{p}$ sont suffisants pour amener à conclure que les ions négatifs produits par les chocs des ions négatifs et ceux émis par le zinc sous l'influence de l'ultra-violet, sont identiques aux ions produits par les rayons Röntgen dans le même gaz. Les expériences faites avec l'ultra-violet montrent que les ions négatifs produits dans un gaz quelconque par

le choc des ions émis par le plateau de zinc sont identiques à ces ions émis par le zinc. Par conséquent, les ions négatifs produits par les rayons Röntgen dans un gaz quelconque sont identiquement les mêmes que les ions libérés par l'action de l'ultra-violet sur le zinc.

Nous sommes aussi conduits à conclure de ces expériences que ces ions négatifs sont petits par rapport aux molécules des gaz. Une molécule de gaz fait quatre fois plus de collisions qu'un ion négatif en traversant la même épaisseur de gaz sous la même pression. De plus, la propriété qu'ils possèdent de produire de nouveaux ions ne doit pas appartenir aux ions positifs dans les mêmes conditions de champ et de pression. Ces propriétés de l'ion négatif montrent qu'il doit être petit par rapport à la molécule d'hydrogène, à la fois au point de vue de la masse et des dimensions linéaires.

9. La dimension de l'ion négatif, soumis à l'action de champs faibles, peut s'estimer d'après les mesures de diffusion ou de la vitesse qu'il prend sous l'influence d'une force électromotrice. En déterminant cette dernière dans l'air, Rutherford [1] fit des expériences sous des pressions variant de la pression atmosphérique à 34^{mm}. Aux plus basses pressions, un champ d'environ 50 volts par centimètre était employé, de sorte que la valeur de $\frac{X}{p}$ était plus petite que 2. Les résultats des recherches de Rutherford montrèrent que les ions négatifs sont tous de même grosseur, dans cette étendue de pressions, et sont gros par rapport aux molécules.

D'un autre côté, on peut voir, d'après les expériences décrites dans cette Note, que les ions dans l'hydrogène à 67^{mm} de pression ont une masse petite tant qu'ils sont soumis à un champ de 1750 volts par centimètre, puisqu'ils en produisent d'autres par chocs. D'après la théorie et les expériences qui montrent que $\alpha = pf\left(\frac{X}{p}\right)$, il est à supposer que les ions négatifs resteraient de faible masse à toute pression et en produiraient d'autres par collision, si le champ électrique était suffisamment grand. Ceci découle immédiatement du fait que la vitesse au moment du choc dépend de la valeur de $\frac{X}{p}$.

Il résulte de ces recherches que, lorsque des ions sont produits dans un gaz, les ions négatifs sont d'une grosseur déterminée, indépendante du gaz et petite par rapport à celle des molécules d'hydro-

---

[1] E. Rutherford, *Cambridge Phil. Soc.*, Vol. IX, 1898, part VIII.

gène. Quand le rapport $\frac{X}{p}$ est petit, les ions positifs et négatifs acquièrent rapidement les propriétés de masses grandes par rapport aux molécules, effet que l'on attribue ordinairement à la formation d'un cortège de molécules autour des ions. Si le champ agissant sur le gaz croît, et que le rapport $\frac{X}{p}$ dépasse une certaine limite, quelques-unes des collisions entre les ions et les molécules seront suffisamment violentes pour empêcher la formation d'un cortège de molécules autour des ions. Sous l'influence d'un accroissement ultérieur du champ, les ions négatifs choqueront les molécules avec une vitesse suffisante pour les dissocier en ions positifs et négatifs. La masse apparente des ions dépend donc du rapport du champ électrique à la pression.

10. Les résultats de ces expériences jettent quelque lumière sur la constitution de la molécule. Nous sommes conduits à conclure qu'il est possible de détacher de la molécule d'un gaz une particule qui est petite, au point de vue de la masse et des dimensions linéaires, par rapport à la molécule d'hydrogène, et que les particules détachées des molécules de différents gaz sont identiquement les mêmes.

Le professeur Thomson a montré précédemment [1] que la masse d'un ion négatif provenant d'un plateau de zinc est petite par rapport à celle de la molécule d'hydrogène. La méthode qu'il a employée n'invoque aucune des hypothèses admises dans les présentes recherches.

Un nombre considérable de phénomènes, liés à la décharge électrique dans les gaz, peuvent être expliqués, d'une manière générale, en prenant en considération les propriétés physiques de ces ions négatifs. Ainsi, on peut rendre compte de certains effets de variation de pression, du champ électrique et de la distance des plateaux. De même, la haute conductibilité des gaz sous l'action de champs alternatifs rapides doit être due à ce que les ions traversent de grandes distances avant de se décharger sur les électrodes. Il y a, toutefois, bien des phénomènes pour lesquels ces propriétés physiques ne fournissent aucune explication : telle l'apparition aux électrodes des constituants des gaz composés.

Les expériences faites avec la lumière ultra-violette montrent que,

---

(1) J.-J. Thomson, *Phil. Mag*, décembre 1900.

lans l'acide carbonique, la conductibilité doit provenir de la production d'ions négatifs petits. Je continue en ce moment les recherches avec d'autres gaz et vapeurs pour en obtenir quelque preuve supplémentaire, et l'on peut s'attendre à ce que de semblables phénomènes se montrent avec d'autres gaz composés.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ PRODUITE DANS LES GAZ

A L'AIDE DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. V, 1903, p. 389 à 398.

Dans cette Note l'auteur donne d'abord les résultats de quelques expériences faites, par la méthode précédemment indiquée, sur l'acide chlorhydrique et la vapeur d'eau, résultats qui lui permettent de conclure que les ions négatifs produits par les chocs dans l'air, l'acide carbonique, l'hydrogène, la vapeur d'eau et l'acide chlorhydrique, sont identiques aux ions émis par le zinc sous l'influence de la lumière ultra-violette (dans le cas de la vapeur d'eau, l'appareil n'était pas relié directement à la trompe pour éviter l'introduction de vapeur d'eau dans cette dernière; un dispositif spécial permettait d'en déterminer la pression : se reporter au Mémoire, *Phil. Mag.*, t. V, 1903, p. 390).

Nous extrairons des Tableaux donnés par M. Townsend les quelques résultats suivants :

HCl.

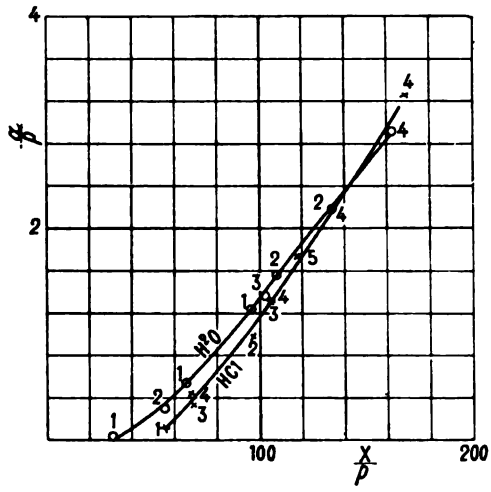
Pression.	X.	n_1.	n_2.	n_3.	n_4.	n_5.	R.	
15,2	1050	32,5	56,5	98	"	"	1,74	1,73
5,1	350	32	"	48,5	"	74	1,52	1,53
5,1	875	51,5	268	1600	"	"	5,2	5,05
0,98	525	20,5	59	176	531	"	2,9	3,0 3,0
0,98	700	26,6	98	361	1570	"	3,7	3,7 4,4
0,595	350	29	"	117	"	495	4,04	4,24
0,595	700	46,5	122	350	"	"	2,62	2,86

H^2O.

Pression.	X.	n_1.	n_2.	n_3.	n_4.	n_5.	R.	
6,5	350	53,5	"	79	"	114	1,47	1,44
6,5	700	115	313	870	"	"	2,73	2,78
2,14	350	54,5	"	185	"	601	3,39	3,25
2,37	525	72	187	194	"	"	2,62	2,64

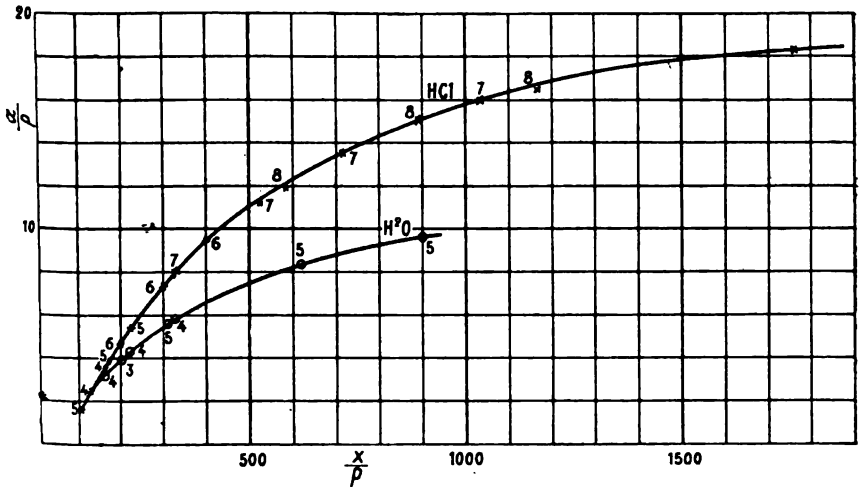
Pour la vapeur d'eau, il était difficile de maintenir la pression constante par suite de condensations.

Fig. 1.



Dans un grand nombre de cas, les rapports $\frac{n_2}{n_1}$ et $\frac{n_3}{n_2}$ sont égaux; mais, pour

Fig. 2.



des champs suffisamment grands, le rapport augmente avec la distance des plateaux, ce qui montre qu'une autre cause d'ionisation entre en jeu.

Les courbes des figures 1 et 2 représentent, comme précédemment, les

valeurs de $\frac{\alpha}{p}$ en fonction de $\frac{X}{p}$. On peut voir, ici encore, qu'une courbe unique passe par tous les points, ce qui apporte une nouvelle confirmation à la théorie.

J'ai déjà montré comment on peut déduire de ces résultats quelques propriétés physiques des gaz et des ions, telles que le chemin libre moyen d'un ion et la valeur approximative de la dimension d'une molécule. La première de ces quantités peut se trouver en déterminant le nombre de molécules qu'un seul ion rencontre en traversant 1^{cm} du gaz; ce sera la valeur maxima vers laquelle tend α quand le champ électrique augmente. Dans ce but, une simple étude des courbes obtenues dans le cas de la lumière ultra-violette est suffisante.

Soit un ion qui se déplace dans un gaz sous l'action d'un champ électrique X. La vitesse avec laquelle il rencontre une molécule dépend de son libre parcours avant la collision. Supposons que deux nouveaux ions prennent naissance chaque fois que la vitesse au moment du choc excède une certaine valeur, de sorte qu'un ion acquerra la vitesse nécessaire sous l'action d'un champ X s'il parcourt un chemin x tel que $Xx \geqq V$, V étant une différence de potentiel constante. Supposons que le gaz soit sous la pression de 1^{mm} et soit N le nombre de rencontres d'un ion avec les molécules du gaz quand il parcourt une distance de 1^{cm}. Le chemin libre moyen sera $\frac{1}{N}$ et le nombre des libres parcours qui excèdent la distance x sera $N\varepsilon^{-Nx}$. Quand $Xx = V$, de nouveaux ions seront produits, de sorte que le nombre d'ions que produit un seul ion, en traversant 1^{cm} de gaz, sera $N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$. C'est la valeur α correspondant à X quand $p = 1$. Les équations des courbes seraient donc de la forme $\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$, où N et V sont des constantes à déterminer à l'aide de points quelconques de la courbe. Cette formule simple donne les valeurs de α avec une réelle exactitude pour les champs intenses et les Tableaux suivants montrent comment elle s'applique aux gaz qui ont été examinés.

Air : N = 15,2, V = 25,0.

X =	1400.	800.	600.	400.	200.	100.	70.
α d'après la courbe..... ...	12	9,4	7,9	5,8	2,5	0,73	0,25
$\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$.....	11,6	9,4	8	5,8	2,2	0,33	0,07
α d'après la 2e formule.....	11,5	9,5	8	5,9	2,6	0,66	0,26

Hydrogène : $N = 5,5$, $V = 25,1$.

$X =$	1200.	400.	300.	200.	100.	50.	30.
α d'après la courbe.....	5,1	4,1	3,6	2,8	1,37	0,36	0,08
$\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$.....	5,0	4,0	3,5	2,8	1,37	0,35	0,05

Acide carbonique : $N = 18,9$, $V = 22,9$.

$X =$	1200.	800.	600.	400.	300.	200.	100.	50.
α d'après la courbe...	13,8	11	9	6,4	4,8	2,8	0,82	0,15
$\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$.....	13,2	11	9,2	6,4	4,5	2,18	0,25	0,003

Acide chlorhydrique : $N = 22,2$, $V = 16,5$.

$X =$	1500.	1000.	700.	400.	300.	200.	100.	70.
α d'après la courbe..	17,5	15,4	13	8,9	6,8	4,1	1,21	0,40
$\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$.....	17,5	15,4	13,2	8,9	6,5	3,5	0,57	0,12

Vapeur d'eau : $N = 12,7$, $V = 20$.

$X =$	900.	500.	300.	200.	100.	60.
α d'après la courbe.....	9,4	7,3	5,1	3,6	1,31	0,44
$\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$.....	9,4	7,3	5,1	3,2	0,85	1,19

Ainsi, pour l'air, quand $N = 15,2$ et $V = 25$ nous obtenons les valeurs de α données par le Tableau III. Les valeurs de α données d'après les courbes (dans la première Note) sont données dans le même Tableau, la pression p étant de 1^{mm}.

Les valeurs de α correspondant aux champs les plus intenses concordent, comme on peut le voir, avec les nombres obtenus par la formule simple $\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$, de sorte que N représente la valeur maxima de α, ou le nombre de chocs que subit un ion en traversant 1^{cm} de gaz sous la pression de 1^{mm}.

Puisque la formule ne concorde pas avec les résultats expérimentaux pour les plus petites valeurs du champ, il est nécessaire de modifier l'hypothèse primitive pour obtenir l'explication des résultats dans toute l'étendue de variation du champ.

On a supposé que deux nouveaux ions, un positif et un négatif, sont produits par un choc dans tous les cas où la vitesse dépasse une certaine valeur. Il est probable qu'il y a, à côté de la vitesse de l'ion

négatif, d'autres causes qui déterminent ce qui se passe au moment du choc, de sorte que des ions pourront être produits dans certains cas quand l'ion négatif rencontre la molécule avec une vitesse relativement faible. La comparaison entre les nombres obtenus expérimentalement et ceux qui sont donnés par la formule $\alpha = N\varepsilon^{-\frac{NV}{X}}$ montre que ceci fournit l'explication la plus correcte. Ainsi, pour l'air, ce sont seulement les plus grandes valeurs de α que l'on retrouve en supposant que l'ion négatif doit avoir une vitesse correspondant à une chute de potentiel de 25 volts. Il est évident, d'après les valeurs de α obtenues pour les champs les plus faibles, que de nouveaux ions sont produits quand la vitesse est plus petite que celle-ci. Prenant la valeur 15,2 déjà obtenue pour N, nous pouvons arriver à une formule plus correcte si nous prenons en considération quelques collisions pour lesquelles la vitesse est aussi petite que celle qui correspond à une chute de potentiel d'environ 10 volts. Soit C_1 le nombre moyen de nouveaux ions provenant de C collisions pour lesquelles la vitesse est comprise entre les vitesses correspondant à 10 et à 20 volts. Soit C_2 le nombre provenant de C collisions quand les vitesses sont comprises entre celles qui correspondent à 20 et à 30 volts. On peut supposer que, pour des voltages supérieurs à 30 volts, la vitesse acquise sera suffisante pour produire de nouveaux ions à chaque collision.

Le nombre de collisions qui se produisent par centimètre quand la vitesse est comprise entre celles qui correspondent à 10^{volts} et à 20^{volts}, est

$$N\left(\varepsilon^{-\frac{10N}{X}} - \varepsilon^{-\frac{20N}{X}}\right).$$

Le nombre moyen d'ions provenant de ces collisions sera

$$\frac{C_1}{C} N\left(\varepsilon^{-\frac{10N}{X}} - \varepsilon^{-\frac{20N}{X}}\right),$$

α s'exprimera donc par la somme de trois termes

$$\alpha = \frac{C_1}{C} N\left(\varepsilon^{-\frac{10N}{X}} - \varepsilon^{-\frac{20N}{X}}\right) + \frac{C_2}{C}\left(\varepsilon^{-\frac{20N}{X}} - \varepsilon^{-\frac{30N}{X}}\right) + N\varepsilon^{-\frac{30N}{X}}.$$

Le nombre N a déjà été déterminé et il reste à déduire $\frac{C_1}{C}$ et $\frac{C_2}{C}$ des expériences. On trouvera que les formules donnent des résultats en accord avec ceux qui ont été obtenus pour l'air, quand

$$\frac{C_1}{C} = 0,118, \qquad \frac{C_2}{C} = 0,349 \qquad \text{et} \qquad N = 15,2.$$

Les nombres correspondant aux différentes valeurs du champ sont donnés dans la dernière ligne du Tableau précédent pour l'air.

Dans le cas de l'hydrogène, les résultats expérimentaux sont très bien représentés en supposant que des ions sont produits dans quelques cas quand la vitesse correspond à environ 20^{volts}. Pour les autres gaz, il semble que les chocs pour lesquels les vitesses correspondent à environ 5^{volts} ou 10^{volts} donnent lieu à une production de nouveaux ions dans certains cas.

D'après cette théorie, il n'est possible de trouver qu'une limite supérieure de l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule. Une valeur précise de cette dernière quantité ne peut être tirée des expériences. Il n'y a qu'une très faible probabilité pour qu'un ion positif en produise d'autres par choc quand il possède l'énergie cinétique qu'il acquiert en se déplaçant entre deux points dont la différence de potentiel est de 10^{volts} à 20^{volts}. Les ions positifs ne sont pas, par conséquent, aussi efficaces pour produire des ions que les ions négatifs, de sorte qu'il est permis de supposer que des ions peuvent être produits par d'autres causes plus efficaces que les ions négatifs.

Depuis que j'ai mis en évidence que des ions sont produits par des ions négatifs dont la vitesse, au moment du choc avec la molécule, est relativement faible, un certain nombre de Notes ont été publiées, dans lesquelles ce principe a été appliqué à la décharge continue ordinaire dans un tube contenant des gaz à basse pression. Dans l'une de ses Notes, sur ce sujet, J. Stark [1] renvoie à mon travail et déclare que les vitesses que j'ai données dans ma première Note sont trop faibles. Suivant Stark, un ion négatif doit se déplacer entre deux points dont la différence de potentiel est de 50^{volts} pour acquérir une vitesse suffisante pour produire de nouveaux ions par choc, parce qu'il y a une chute de potentiel de 50^{volts} au voisinage de l'anode quand une décharge continue se produit dans l'air. Même si l'on admettait que la chute de potentiel à cette électrode puisse s'expliquer par cette propriété de l'ion négatif en mouvement, le phénomène ne donne aucune raison de supposer que de nouveaux ions ne sont pas produits par chocs quand la vitesse de l'ion négatif est plus petite que celle qui correspond à 50^{volts}.

La longueur des chemins libres moyens d'un ion négatif qui se déplace dans un gaz à 1^{mm} de pression est donnée en centimètres dans

---

[1] J. Stark, *Annalen der Physik*, 1902, Band VII, p. 437.

le Tableau suivant. Les chemins libres moyens sont les inverses des valeurs ci-dessus de N.

Si nous supposons que le choc entre un ion négatif et une molécule se produit quand l'ion arrive à une distance R du centre de la molécule, R est alors déterminé par l'équation $\pi R^2 n = N$, où n est le nombre de molécules par centimètre cube d'un gaz à 1^{mm} de pression. Les valeurs suivantes de $10^8 \times R$ en centimètres ont été déterminées en prenant n égal à $\frac{2 \times 10^{19}}{760}$.

Le rayon S de la sphère d'action déduit des expériences de viscosité est donné dans la troisième ligne du Tableau. Ces valeurs ont été tirées des valeurs données pour $\pi S^2 N_0$ par Meyer (Meyer, *Kinetic theory of gases*, p. 300), N_0, nombre de molécules par centimètre cube de gaz à 760^{mm} de pression, étant pris égal à 2×10^{19} comme dans le calcul fait précédemment pour R.

	Air.	H^2.	CO^2.	HCl.	H^2O.
Chemin libre moyen $\frac{1}{N}$...	0,066	0,182	0,053	0,045	0,079
$10^8 \times R$.....	1,36	0,82	1,52	1,64	1,24
$10^8 \times S$.....	1,72	1,26	2,07	2,00	1,99

La quantité 2S est la plus petite distance entre les centres de deux molécules pendant une collision et n'est pas la même que 2R. Cette dernière quantité est déduite de la valeur maxima de α, de sorte que, dans ce cas, nous ne considérons que les collisions qui donneraient naissance à de nouveaux ions si l'ion négatif se déplaçait avec une certaine vitesse.

Il ressort des nombres ci-dessus, qu'un ion négatif peut passer à l'intérieur de la sphère d'action de la molécule avec une grande vitesse sans produire de nouveaux ions.

PRODUCTION DES IONS

PAR LES CHOCS DES IONS POSITIFS DANS UN GAZ

ET

THÉORIE DU POTENTIEL DISRUPTIF,

PAR JOHN-S. TOWNSEND.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. VI, 1903, p. 598 à 618.

1. Dans une Note publiée dans *L'Electrician*, 3 avril 1903, j'ai donné un aperçu d'une méthode à l'aide de laquelle on peut étudier quelques propriétés des ions positifs. La présente Note contient un exposé plus complet de la théorie de la production des ions par les ions positifs et de son application aux expériences qui ont été faites avec l'air et l'hydrogène.

La théorie est basée sur la détermination de la conductibilité qui se produit entre deux plateaux parallèles quand de la lumière ultra-violette tombe sur le plateau négatif.

Sous l'action de la lumière, un certain nombre n_0 d'ions négatifs sont libérés et ces ions en produisent d'autres pendant leur passage à travers le gaz. Si la pression p et le champ électrique X sont constants, pour les petites valeurs de $\frac{X}{p}$ et de la distance a entre les plateaux, le nombre d'ions négatifs qui atteignent l'électrode positive est $n_0 \varepsilon^{\alpha a}$. La quantité α dépend de la pression et du champ électrique et représente le nombre d'ions que produit *un* ion négatif en traversant 1^{cm} de gaz.

Pour de grandes valeurs de $\frac{X}{p}$ et de a, le nombre d'ions négatifs atteignant l'électrode positive est plus grand que $n_0 \varepsilon^{\alpha a}$, ce qui montre

[illegible] l'ionisation entre en jeu. Cette phase du [illegible] la différence de potentiel entre [illegible] que celle qui est nécessaire [illegible] continue.

[illegible] qui suivent que tous les caractères [illegible] l'ionisation peuvent s'interpréter en supposant [illegible] ions positifs.

[illegible] négatifs, à la fois, en produi- [illegible] suffisant, nous aurions une décharge [illegible] comment le potentiel nécessaire [illegible] peut se déterminer par cette [illegible] l'ionisation est produite par les chocs [illegible] molécules, dans un champ uni- [illegible] entre les potentiels ainsi calculés [illegible] déterminés expérimentalement.

[illegible] entre des plateaux parallèles quand [illegible] à la fois, en produisent d'autres par colli- [illegible] expériences appropriées à la vérifi- [illegible]

[illegible] part du plateau négatif, ces ions [illegible] plateau positif en produiront d'autres [illegible] arrivera sur le plateau positif. [illegible] tans le gaz se déplaceront dans [illegible] que ces ions ont aussi la propriété [illegible]

[illegible] par anticipation des résultats de l'expé- [illegible] négatifs produits par le choc d'un ion [illegible] sont identiques aux ions positifs et [illegible] ion négatif. En appliquant la théo- [illegible] qu'une seule espèce d'ion positif [illegible]

[illegible] partant du plateau négatif et soit n le [illegible] sur le plateau positif : $n - n_0$ ions [illegible] le gaz. Soient p le nombre d'ions

---

[illegible] que nous avons faites, M. Kirkby et moi, [illegible] lumière ultra-violette sur un plateau métal- [illegible] Rontgen est le même que l'ion négatif [illegible] par les chocs. Seuls, les ions positifs [illegible] différer [illegible] gaz.

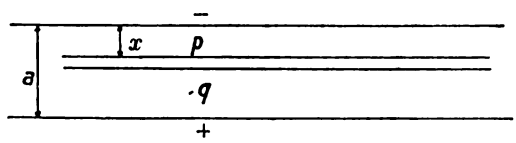
produits dans la couche comprise entre le plateau négatif et un plan parallèle à la distance x, et q le nombre produit entre ce plan et l'électrode positive, on a alors

$$n = n_0 + p + q.$$

Soit α le nombre d'ions de chaque espèce produits par un ion négatif en se déplaçant à travers 1^{cm} de gaz et soit β le nombre correspondant pour un ion positif.

Cherchons le nombre d'ions dp produits entre deux plans distants

Fig. 1.



de x et $x + dx$ de l'électrode négative. Nous avons $\alpha(n_0 + p)\,dx$ nouveaux ions de chaque espèce produits par les $n_0 + p$ ions négatifs en se déplaçant de dx, et $\beta q\,dx$, produits par les q ions positifs se déplaçant en sens opposé.

De là,

$$dp = \alpha(n_0 + p)\,dx + \beta q\,dx$$

ou

$$\frac{dp}{dx} = (\alpha - \beta)(n_0 + p) + n\beta.$$

D'où

$$p = \left(\frac{n\beta}{\alpha - \beta} + n_0\right)[\varepsilon^{(\alpha-\beta)x} - 1],$$

et, puisque $p = n - n_0$ quand $x = a$, nous avons

$$(1) \qquad n = \frac{n_0(\alpha - \beta)\varepsilon^{(\alpha-\beta)x}}{\alpha - \beta\varepsilon^{(\alpha-\beta)x}}.$$

Les quantités α et β dépendent du champ électrique et de la pression, de sorte que, si un certain nombre d'expériences sont faites avec différentes distances des plateaux, le champ électrique et la pression ne variant pas, les charges acquises par l'un des plateaux seront données par la formule (1), dans laquelle α et β sont constants.

3, 4, 5, 6. Le Tableau suivant donne quelques expériences faites sur l'air sous la pression de 1^{mm} avec un champ de 350 volts par centimètre. [q est la

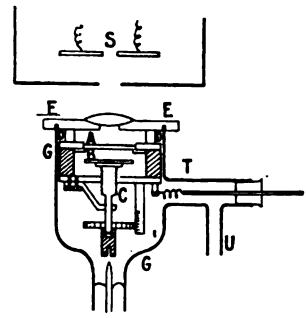
charge que prend l'un des plateaux, déterminée expérimentalement (¹).] ($\alpha = 5{,}25$, $\beta = 0{,}0141$.)

a en centimètres :	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,1
q	»	2,86	8,3	24,2	81	373	250
$\varepsilon^{\alpha a}$	1	2,86	8,2	23,4	66,5	190	322
$\frac{(\alpha - \beta)\,\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}}{\alpha - \beta\,\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}}$ ...	1	2,87	8,3	24,6	80	380	250

Pour de grandes distances des plateaux, les ions positifs donnent donc lieu à un grand accroissement de la conductibilité, bien que le nombre réel d'ions qu'ils produisent soit très petit.

L'appareil employé diffère peu de celui qui avait servi antérieurement. Le tube d'ébonite est remplacé par 4 colonnes d'ébonite fixées à un disque A (*fig.* 2) qui soutient le plateau de quartz. Ce disque est fixé par 4 colonnes de laiton D au plateau de laiton E, au centre duquel est mastiquée une lentille de quartz L.

Fig. 2.



Les quantités d'électricité reçues par le plateau B variant dans une grande étendue, ces quantités ont été mesurées par une méthode de compensation. Le système isolé était relié à l'une des armatures d'un condensateur. En portant l'autre armature à un potentiel convenable V à l'aide d'un potentiomètre, on induit sur ce système une charge cV égale et de signe contraire à la charge reçue par B de manière à ramener l'appareil au zéro, on peut ainsi mesurer des quantités d'électricité très différentes puisque l'on peut faire varier à volonté la capacité de compensation et le potentiel (Voir le Mémoire, *Phil. Mag.*, 1903, t. II, p. 603).

Une partie des résultats obtenus sont résumés dans les Tableaux suivants : X étant le champ en volts : cm, q la quantité d'électricité reçue par B quand la lumière ultra-violette agit pendant 10 secondes (on peut avoir approximativement q en unités électrostatiques en multipliant les nombres donnés par

(¹) Les valeurs de q ont été multipliées par un facteur pour que les valeurs relatives des charges prises puissent être comparées aux nombres donnés par les formules.

›3). Les valeurs de n ont été calculées par la formule

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta)\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}}{\alpha - \beta\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}},$$

ıns laquelle $n_0 = 1$, et α et β sont choisis de façon que les valeurs de n soient, ıtant que possible, égales aux valeurs de q.

I. — *Air, pression :* 2^{mm}.

a.		0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
X = 700	q.....	2,9	8,3	23,8	80	374
α = 10,5, β = 0,0282	n.....	2,87	8,3	24,6	803	80

II. — *Air, pression :* 1^{mm}.

a.		0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	1	1,1
X = 350	q.....	2,87	8,4	25	80	»	372	2250
α = 5,25, β = 0,0141	n.....	2,87	8,3	24,6	80	»	380	2150
X = 395	q.....	3,2	10,4	34	165	588	»	»
α = 5,8, β = 0,022	n.....	3,21	10,5	36	163	533	»	»

IV. — *Hydrogène, pression :* 8^{mm}.

a.		0,2	0,3	0,4	0,5
X = 700	q.....	6,05	15,2	44,4	174
α = 8,86, β = 0,059	n.....	6,05	15,3	44,2	176

VI. — *Hydrogène, pression :* 2^{mm}.

a.		0,2	0,4	0,6	0,7	0,	18
X = 350	q.....	2,65	7,32	24,6	68	822	»
α = 4,8, β = 0,107	n.....	2,65	7,5	26	65	870	»
X = 262	q.....	»	4,6	10,0	»	22,7	65
α = 3,7, β = 0,041	n.....	»	4,55	9,9	»	22,7	67

L'auteur montre ensuite que le coefficient β est lié au champ et à la pression ıar la relation

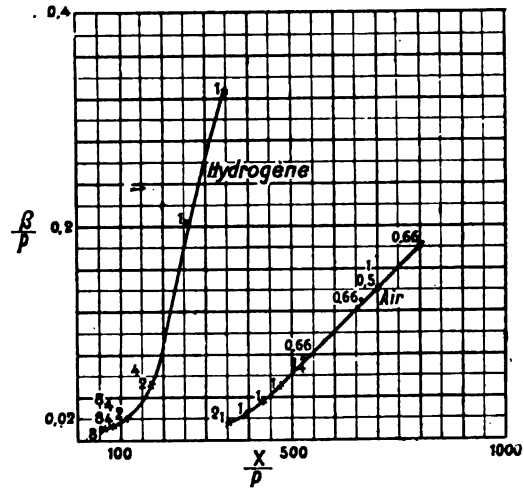
$$\frac{\beta}{p} = \Phi\left(\frac{X}{p}\right)$$

par un raisonnement analogue à celui qu'il a donné dans un Mémoire précédent pour la formule

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right).$$

En portant en ordonnées les valeurs trouvées pour $\frac{\beta}{p}$, et en abscisses les valeurs de $\frac{X}{p}$, les points obtenus se trouvent bien sur une même courbe comme le

Fig. 3.



montre la figure 3. (Le chiffre placé à côté de chaque point indique la pression du gaz à laquelle l'expérience a été faite.)

7. Un certain nombre de propriétés générales de la conductibilité sont mises en évidence par les expériences qui ont été décrites. Ces expériences montrent que, lorsqu'un nombre donné d'ions négatifs partent du plateau négatif, le nombre d'ions qui arrivent sur le plateau positif dépend seulement de la différence de potentiel $X \times a$ entre les plateaux et de la quantité de gaz $p \times a$ comprise entre ces plateaux. Ainsi, dans les Tableaux I et II, les courants obtenus dans l'air à la pression de 2^{mm} avec un champ électrique de 700 volts par centimètre et pour des distances de 1^{mm}, 2^{mm}, 3^{mm}, 4^{mm} et 5^{mm} entre les plateaux, sont les mêmes que les courants dans l'air à 1^{mm} de pression, avec un champ de 350 volts par centimètre, pour des distances de 2^{mm}, 4^{mm}, 6^{mm}, 8^{mm} et 10^{mm} entre les plateaux. On peut trouver des exemples semblables d'égalité des courants dans l'hydrogène à 8^{mm}, 4^{mm} et 2^{mm} de pression dans les Tableaux IV, V et VI.

Ce résultat peut aussi s'établir par la théorie. Le rapport $\frac{X}{p}$ est égal à $\frac{v}{m}$, v étant la différence de potentiel entre les plateaux et m étant la masse du gaz contenu dans l'espace compris entre les plateaux. De là,

$$a \times \alpha = mf\left(\frac{v}{m}\right) \qquad \text{et} \qquad a \times \beta = m\Phi\left(\frac{v}{m}\right),$$

de sorte que le rapport

$$\frac{n}{n_0} = \frac{a(\alpha - \beta)\,\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}}{a\alpha - a\beta\,\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}},$$

qui est fonction de $a \times \alpha$ et de $a \times \beta$, peut s'exprimer en fonction de v et de m. La même conclusion découle de considérations élémentaires. Quand un ion passe d'un plateau à l'autre, le nombre des collisions dépend de la quantité m de gaz compris entre les plateaux; et, si cette quantité et la différence de potentiel v sont constantes, la chute de potentiel le long du parcours effectué entre deux collisions sera aussi constante. Dans ces conditions, les vitesses des ions au moment du choc et le nombre total de collisions ne changeront pas quand la distance des plateaux changera. Donc, pour chaque ion partant du plateau négatif, le nombre de nouveaux ions produits dans le gaz sera déterminé quand v et m seront donnés.

8. La comparaison des courbes montre qu'il faut des champs beaucoup plus intenses pour produire de nouveaux ions par chocs des ions positifs dans l'air que dans l'hydrogène. Si l'on regarde l'ion positif comme étant à peu près de la même dimension que la molécule du gaz dans lequel il est produit, les libres parcours d'un ion positif dans l'hydrogène seront 1,85 fois plus longs que les libres parcours d'un ion positif dans l'air à la même pression, ce nombre étant le rapport des chemins libres moyens des molécules dans l'hydrogène et dans l'air (Meyer, *Kinetic theory of gases*). Il est intéressant de comparer le nombre d'ions qui seraient produits par centimètre par un ion positif dans l'hydrogène à $1^{mm},85$ de pression et le nombre qui serait produit dans l'air à 1^{mm} de pression, pour le même champ électrique. Les longueurs des libres parcours et le nombre de collisions par centimètre sont les mêmes pour les deux gaz; les chutes de potentiel le long des libres parcours seraient aussi les mêmes pour le même champ.

Comme exemple, on peut prendre le cas du champ de 370 volts par centimètre. Pour l'air à 1^{mm} de pression, $\beta = 0{,}018$ quand $X = 370$ et $p = 1$. Pour l'hydrogène, $\frac{\beta}{p} = 0{,}09$ quand $\frac{X}{p} = 200$; de sorte que, si $X = 370$ et $p = 1{,}85$, $\beta = 0{,}166$. Le rapport des valeurs de β donne le rapport des nombres d'ions produits par centimètre dans les deux gaz; pour ce champ particulier, il y a donc environ neuf fois plus d'ions produits dans l'hydrogène que dans l'air, pour le même nombre de collisions et la même chute de potentiel entre les collisions. Ce résultat justifie l'hypothèse que l'ion positif dans l'hydrogène a une masse plus petite que l'ion positif dans l'air, de sorte que le premier acquiert une vitesse plus grande en parcourant une distance donnée sous l'influence d'un champ donné. Ce résultat peut aussi s'interpréter en supposant que les ions positifs sont de même masse dans l'air et dans l'hydrogène et que la vitesse nécessaire pour produire des ions à partir des molécules d'air est plus grande que celle qui est nécessaire pour produire un semblable effet sur les molécules d'hydrogène. Cette explication n'est pas en accord avec ce que l'action de l'ion négatif dans les deux gaz nous aurait fait attendre.

On peut voir, d'après les recherches précédentes ([1]), que les molécules d'air sont ionisées par les ions négatifs pour des vitesses, au moment du choc, un peu plus petites que les vitesses nécessaires pour ioniser en quantité égale les molécules d'hydrogène.

9. La chute de potentiel nécessaire pour communiquer à l'ion positif une vitesse suffisante pour produire de nouveaux ions par chocs, est plus petite que la différence de potentiel entre les électrodes, nécessaire pour produire un effet, dû à cette cause, facilement décelable expérimentalement. Nous pouvons trouver l'ordre de grandeur de cette différence de potentiel si nous supposons que le chemin libre moyen d'un ion positif est le quart de celui d'un ion négatif; de la sorte, en traversant 1^{cm} d'air à la pression de 1^{mm}, un ion positif ferait 60 collisions. Prenant, par exemple, le cas où le champ est de 700 volts par centimètre, la valeur de β est 0,14 quand la pression est de 1^{mm}; et ainsi, 14 nouveaux ions seulement sont produits en moyenne pour environ 6000 collisions. Supposons que les nouveaux ions soient produits par les chocs qui terminent les 14 plus longs parcours. En général, sur N parcours de longueur moyenne l, le nombre y de ceux

([1]) J.-S. Townsend, 1903.

qui surpassent la longueur x est donné par la formule

$$y = N\varepsilon^{-\frac{x}{l}}.$$

D'après cela, quand $N = 6000$ et $l = \frac{1}{60}$, les 14 plus longs chemins dépassent donc $0^{cm},102$, de sorte que de nouveaux ions sont produits quand la vitesse correspond à une chute de potentiel d'environ 70 volts.

Un raisonnement analogue montre que de nouveaux ions peuvent être produits dans l'hydrogène quand la chute de potentiel est d'environ 20 à 30 volts. Les voltages obtenus par cette méthode seraient un peu plus petits si le nombre de collisions par centimètre était évalué d'après les Tables données par Meyer (*loc. cit.*), puisque la longueur du chemin libre moyen d'une molécule dans l'air à 1^{mm} de pression, déduite des expériences de viscosité, est plus petite que $\frac{1}{60}$ de centimètre.

10. Les Tableaux montrent que le courant dans le gaz croît très rapidement pour de faibles accroissements de la distance quand les plateaux sont plus écartés. Quand les distances des plateaux sont plus grandes de 1^{mm} que les plus grandes distances données dans les Tableaux, le champ X, conservant la même valeur, on obtenait, en général, un courant qui continuait à passer après que la lumière de la source extérieure avait cessé d'agir, et l'on voyait une lueur dans l'espace compris entre les électrodes. D'après les valeurs de α et de β qui ont été trouvées, il est facile de calculer la distance a' pour laquelle, le champ et la pression étant donnés, on doit s'attendre à avoir une décharge continue, c'est-à-dire pour laquelle la valeur de n devient infinie. Cette condition est remplie quand la quantité $\alpha - \beta\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}$, dénominateur de l'expression qui donne n, s'annule, de sorte que la distance nécessaire a' est égale à

$$\frac{\log\frac{\alpha}{\beta}}{\alpha - \beta}.$$

On peut voir, d'après ce résultat, que le potentiel disruptif $v'(= a'X)$ dépend seulement de la quantité de gaz $a' \times p$ qui se trouve entre les électrodes.

Substituant, dans l'expression ci-dessus, les équations générales qui donnent α et β en fonction du champ et de la pression, on obtient

La valeur suivante de a'

$$a = \frac{\log f\left(\frac{X}{p}\right) - \log \Phi\left(\frac{X}{p}\right)}{p\left[f\left(\frac{X}{p}\right) - \Phi\left(\frac{X}{p}\right)\right]}$$

ou

$$a'p\left[f\left(\frac{v'}{a'p}\right) - \Phi\left(\frac{v'}{a'p}\right)\right] = \log f\left(\frac{v'}{a'p}\right) - \log \Phi\left(\frac{v'}{a'p}\right)$$

qui montre que v' est fonction du produit $a'p$.

Cette propriété du potentiel disruptif dans le cas d'un gaz compris entre deux plateaux parallèles a été bien établie expérimentalement. Les recherches faites par W.-R. Carr (*Phil. Trans.*, vol. CCI, 1903) dans une grande étendue de pressions et de potentiels confirment ce résultat qui avait été obtenu antérieurement par De la Rue et Muller (*Phil. Trans.*, vol. CLXXI, 1879) et d'autres, dans une plus petite étendue de pressions et de potentiels.

Les fonctions f et Φ n'ayant pas encore été mises sous une forme algébrique simple, nous allons mettre la relation entre v' et $a'p$ provenant des considérations théoriques sous forme de courbe.

Ainsi, dans le Tableau II, pour l'air à 1^{mm} de pression, quand $X = 350$, $\alpha = 5,25$ et $\beta = 0,0141$, la distance explosive est donnée par la formule

$$a' = \frac{\log 5,25 - \log 0,0141}{5,23} = 1,13,$$

de sorte que

$$v' = 350 \times 1,13 = 395 \qquad \text{et} \qquad pa' = 1,13.$$

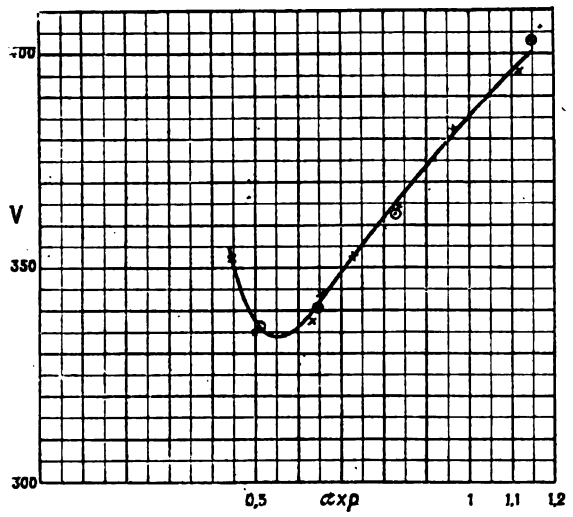
Les valeurs de v' et de pa', déduites par une méthode analogue des autres expériences faites avec l'air, sont indiquées sur la figure 4 par les petites croix. Les valeurs de v' et de pa', calculées d'après les valeurs de α et de β pour l'hydrogène, sont représentées dans la figure 5. Les courbes qui passent par ces points correspondent très exactement aux courbes trouvées expérimentalement. Quelques valeurs des potentiels disruptifs ont été déterminées expérimentalement avec le même appareil qui avait été employé pour déterminer la quantité q. Au cours des expériences, on trouva nécessaire de mettre en circuit une grande résistance (50 000 ohms) pour que le courant ne puisse trop s'élever pendant la décharge. Avant que cette précaution n'ait été prise, il en est résulté de graves inconvénients (la couche mince d'argent du plateau A brûla).

VIII. — *Air*.

p.	X.	a'.	b_1.	b_2.
1	350	1,13	1,15	1,16
1	437	0,832	0,82	0,84
0,66	350	0,965	0,95	0,975
0,66	437	0,766	0,76	0,78

Les expériences sur l'air ont été faites en augmentant la distance des plateaux de petites quantités, jusqu'à ce qu'une lueur apparaisse

Fig. 4.



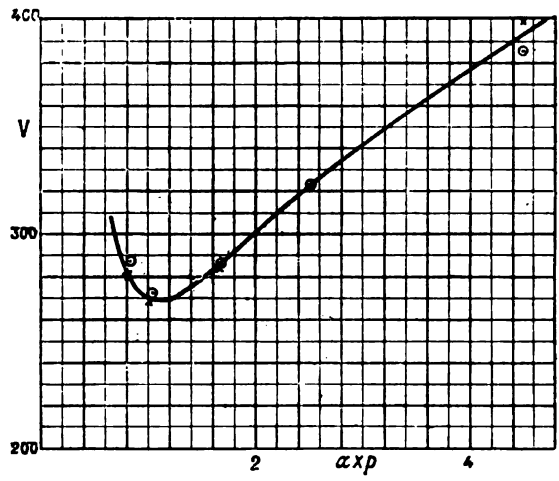
dans le gaz, un accroissement correspondant étant donné au potentiel pour maintenir le champ électrique à la valeur pour laquelle a' a été déterminé.

Les résultats donnés dans le Tableau VIII ont été ainsi obtenus. Pour la distance b_2, une décharge se produisait, et, pour la distance plus petite b_1, aucune décharge n'avait lieu quand la lumière ultra-violette agissait. a' est la distance explosive pour le champ X et la pression p, calculée d'après les valeurs de α et de β. Les quantités a', b_1 et b_2 sont données en centimètres.

Les potentiels disruptifs $X \times \frac{b_1 + b_2}{2}$ déterminés expérimentalement ont été portés sur la courbe (*fig.* 4) et indiqués par un petit cercle, pour les distinguer des points calculés.

Les expériences avec l'hydrogène ont été faites un peu différemment. Les valeurs de a' ont été d'abord calculées pour les différents champs et pressions d'après les nombres obtenus pour α et β. Les plateaux furent alors placés à cette distance et l'on chercha expérimentalement le potentiel pour lequel l'étincelle passait. La compa-

Fig. 5.



raison entre les potentiels ainsi trouvés et les potentiels $v' = Xa$ fournit une méthode qui permet de vérifier la théorie. Les potentiels V trouvés expérimentalement sont donnés dans le Tableau IX et sont aussi portés sur la courbe de la figure 5.

IX. — *Hydrogène.*

p.	X.	a'.	v'.	V.
8	525	0,90	472	465
8	700	0,57	398	385
4	350	1,14	398	385
8	1050	0,306	322	322
4	525	0,613	322	323
4	700	0,405	283	282
2	350	0,810	283	287
2	525	0,501	269	273
1	350	0,806	282	289

On verra, d'après les courbes, que les potentiels disruptifs donnés par la théorie concordent d'une manière précise avec les potentiels

déterminés expérimentalement. Les dernières déterminations ont été faites pendant que la lumière fournie par la source extérieure agissait sur l'électrode négative, ce qui fait que les potentiels sont un peu plus faibles que ceux qui auraient été obtenus en l'absence de radiation.

Cet effet de la lumière ultra-violette fut observé pour la première fois par Hertz dans l'air à la pression atmosphérique. Pour des pressions de quelques millimètres, l'effet de la lumière ultra-violette sur la décharge n'est pas aussi grand que l'effet qu'elle produit aux pressions élevées.

Pour la détermination expérimentale des potentiels, la lumière provenant de la source extérieure doit être de faible intensité, puisque des courants intenses donneraient naissance à des effets que nous n'avons pas introduits. Un courant intense dans un gaz tend à réduire sa résistance et détruit l'uniformité du champ électrique entre les électrodes. Ainsi, la différence de potentiel nécessaire pour maintenir une décharge dans un gaz est beaucoup plus petite que celle qui est nécessaire pour provoquer une décharge dans un gaz qui agissait d'abord comme isolant. Si l'intensité de la lumière est très grande, le courant doit être suffisant pour détruire l'isolement quand la quantité $\alpha - \beta\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}$ est faible sans toutefois s'annuler. Les courants employés dans les expériences ne furent pas assez grands pour produire ces effets, puisque le rapport des courants pour les différentes distances des plateaux ne changeait pas avec l'intensité de la lumière.

L'étincelle qui prend naissance quand aucune radiation ne tombe sur les électrodes peut être attribuée au petit nombre d'ions qui sont toujours présents dans le gaz comme l'ont montré Elster et Geitel (1) et C.-T.-R. Wilson (2). Ces ions produiraient alors des courants intenses quand le potentiel est suffisamment grand pour que de nouveaux ions soient produits en nombre suffisant par les chocs. Dans ce cas, la décharge disruptive ne peut se produire sans que la quantité $\alpha - \beta\varepsilon^{(\alpha-\beta)a}$ s'annule, et il est possible qu'il soit nécessaire d'employer des potentiels légèrement plus élevés que ceux qui correspondent à cette condition pour amorcer une décharge continue à partir d'un si petit nombre d'ions. Il y a un certain nombre de points qui se rattachent à ce sujet et qui demandent une étude plus étendue; j'espère faire quelques autres expériences dans cette direction.

---

(1) *Physikalische Zeitschrift*, II, Jahrgang, n° 8, 24 novembre 1901.
(2) *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXVIII, 1901.

Les expériences que j'ai décrites ont été faites avec une source de lumière ultra-violette de faible intensité, qui ne réduit le potentiel disruptif que d'une quantité très faible au-dessous de celui qu'on aurait obtenu en l'absence de radiation extérieure agissant sur l'électrode négative, et l'accord entre ces potentiels et les potentiels calculés montre qu'on peut tirer de la théorie de l'ionisation par les chocs une représentation satisfaisante des phénomènes de décharge disruptive dans les gaz.

LA PRODUCTION DES IONS

PAR LE CHOC DES IONS POSITIFS

ET

THÉORIE DU POTENTIEL DISRUPTIF,

PAR JOHN-S. TOWNSEND ET H.-E. HURST.

Analysé et traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, Vol. VIII, 1904, p. 738 à 753.

Les auteurs apportent de nouveaux résultats sur l'ionisation par les chocs dans l'air et dans l'hydrogène à des pressions plus élevées que précédemment. Les valeurs de α et de β correspondant à un champ X permettent de trouver, comme on l'a vu, la distance a des plateaux pour laquelle la décharge disruptive se produit sous l'action de ce champ. La différence de potentiel $a \times X$ peut être comparée à la différence de potentiel disruptive V déterminée expérimentalement.

Voici quelques-uns des résultats donnés dans le Mémoire :

Air. — Pression : 2^{mm}.

	d.....	0,2.	0,4.	0,6.	0,8.
$X = 525$	q.....	4,67	22,2	110	800
$\alpha = 7,7$, $\beta = 0,0070$	n.....	4,67	22,1	110	820

$a = 0,91$, $a \times X = 481$, $V = 488$.

Air. — Pression : 4^{mm}.

	d.....	0,2.	0,3.	0,4.	0,5.	0,6.	0,7.	0,8.
$X = 700$	q...	5,12	11,4	26,7	61	148	401	1500
$\alpha = 8,16$, $\beta = 0,0067$	n...	5,13	11,6	26,5	62	149	399	1544

$a = 0,871$, $a \times X = 609$, $V = 615$.

Air. — Pression : 8^{mm}.

	d.....	0,1.	0,2.	0,3.	0,4.
$X = 1400$	q.....	5,2	27,5	158	1840
$\alpha = 16,47$, $\beta = 0,013$	n.....	5,2	27,6	158	1850

$a = 0,431$, $a \times X = 603$, $V = 603$.

Hydrogène. — Pression : 8^{mm}.

	d.....	0,3.	0,5.	0,7.	0,8.
$X = 525$	q.....	4,87	14,4	51,5	122
$\alpha = 5,2$, $\beta = 0,043$	n.....	4,85	14,6	53	124

$a = 0,927$, $a \times X = 486$, $V = 487$.

Hydrogène. — Pression : 16^{mm}.

	d.....	0,2.	0,3.	0,4.	0,5.	0,6.
$X = 875$	q....	4,5	9,4	21,4	50,3	153
$\alpha = 7,46$, $\beta = 0,0384$	n....	4,5	9,7	21,4	51	149

$a = 0,710$, $a \times X = 621$, $V = 619$.

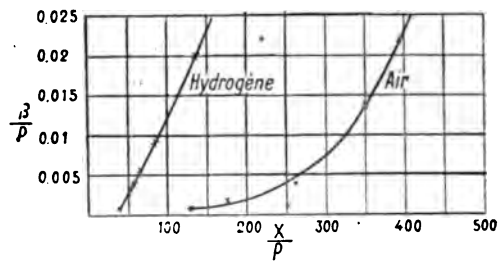
Hydrogène. — Pression : 20^{mm}.

	d.....	0,3.	0,4.	0,5.	0,6.
$X = 1050$	q.....	12,7	31,8	91,3	495
$\alpha = 8,33$, $\beta = 0,040$	n.....	12,7	31,7	91,0	495

$a = 0,643$, $a \times X = 675$, $V = 675$.

Les courbes de la figure 1 représentent $\frac{\beta}{p}$ en fonction de $\frac{X}{p}$ pour les petites valeurs des variables.

Fig. 1.



Les valeurs trouvées pour β montrent que les ions positifs de l'hydrogène sont plus actifs que ceux de l'air, ce qui est dû à ce que, leur libre parcours

moyen étant plus grand et leur masse plus faible, ils acquièrent une vitesse plus grande pendant leur parcours et sous l'action du même champ. En mélangeant à de l'air une faible proportion d'hydrogène, bien qu'il y ait peu d'ions positifs provenant de l'hydrogène, si ceux-ci sont plus efficaces que ceux de l'air pour en produire de nouveaux, ils devront augmenter la valeur du coefficient β de l'air; c'est ce qu'a vérifié l'expérience (à 4^{mm} et pour 700 volts : cm., β passe de 0,0067 à 0,011 quand il y a 5 pour 100 d'hydrogène dans l'air).

L'appareil employé était identique à celui qui avait été précédemment utilisé, mais aux potentiels élevés (400 à 500 volts) qu'il était nécessaire d'employer, les auteurs ont constaté des perturbations dues aux colonnes isolantes. Ces perturbations ont été supprimées en entourant chacune de ces colonnes d'un anneau de papier d'étain porté à potentiel intermédiaire (200 volts). (*Voir* le Mémoire, *Phil. Mag.*, t. II, 1904, p. 745.)

Pour la détermination du potentiel disruptif, les plateaux étaient reliés à à une batterie de petites piles à travers un voltmètre de 38000 ohms de résistance et une résistance supplémentaire réglable. On envoyait sur le plateau négatif un faisceau de lumière ultra-violette d'intensité excessivement faible, on augmentait progressivement le nombre d'éléments de la pile jusqu'à ce qu'on observe une lueur dans le gaz et une déviation du voltmètre.

Les Tableaux suivants résument les résultats obtenus dans ces recherches et dans les précédentes ($a \times$ X, potentiels calculés; V, potentiels mesurés).

Air. — Potentiels disruptifs.

X.	*p.*	*a.*	$a \times$ X.	V.
1050	8	0,765	803	803
1400	8	0,431	601	603
1050	6	0,572	601	604
700	4	0,871	610	615
1050	4	0,454	477	480
525	2	0,91	481	488
700	2	0,575	403	407
350	1	1,13	395	398
437	1	0,832	364	365
350	0,66	0,965	338	340
437	0,66	0,766	335	336

Hydrogène. — Potentiels disruptifs.

X.	*p.*	*a.*	$a \times$ X.	V.
1050	20	0,643	675	675
875	16	0,710	621	619
1050	16	0,463	485	490
700	12	0,791	555	561
1050	12	0,353	370	389
525	8	0,927	486	487
700	8	0,57	399	395

X.	p.	a.	$a \times X$.	V.
1050	8	0,306	322	322
350	4	1,14	399	395
525	4	0,613	322	323
700	4	0,405	283	282
350	2	0,810	283	287
525	2	0,501	269	273
350	1	0,806	282	289

Les courbes des figures 2 et 3 représentent le potentiel disruptif en fonction du produit $p \times a$ pour l'air et l'hydrogène, les points déterminés expérimentalement étant indiqués par un petit cercle et les points théoriques par une croix.

Fig. 2.

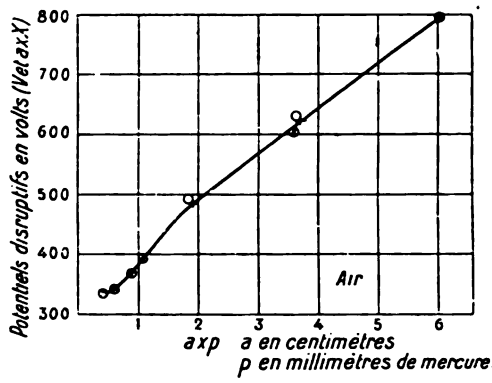
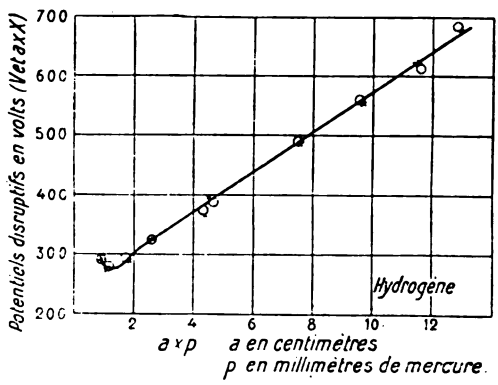


Fig. 3.



NOTE SUR LE POTENTIEL NÉCESSAIRE POUR MAINTENIR UN COURANT DANS UN GAZ,

PAR LE PROFESSEUR TOWNSEND.

Il est intéressant d'étudier les phénomènes qui se présentent quand on atteint le moment où la décharge se produit et d'expliquer pourquoi le potentiel nécessaire pour maintenir un courant dans le gaz est beaucoup plus petit que le potentiel disruptif. Nous allons examiner rapidement ce point dans ce qui suit, en réservant pour une autre Note une discussion plus complète de cette application de la théorie de l'ionisation par les chocs, les recherches expérimentales nécessaires n'étant pas encore très avancées.

Suivant la théorie qui a été donnée, une décharge continue passera à travers le gaz quand les valeurs de α et de β, correspondant à la pression et au champ employés, satisferont à la condition

$$a = \frac{\log\alpha - \log\beta}{\alpha - \beta},$$

a étant la distance des électrodes. La théorie nécessite que le champ soit uniforme, c'est-à-dire que le courant soit faible. Quand le courant est intense, la charge transportée par les ions modifie le champ électrique dans un sens tel qu'il facilite le passage du courant. Cet effet entre graduellement en action et donne lieu à la forte chute de potentiel que l'on observe au voisinage de l'électrode négative quand le courant est suffisamment grand. Comme la mobilité des ions positifs est plus petite que celle des ions négatifs, une charge positive s'accumule dans le gaz. Cette charge [1] est plus grande au voisinage de l'électrode négative que partout ailleurs, puisque tous les ions positifs

[1] C'est le professeur Schuster (*Bakerian Lecture, Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 190, p. 541) qui a indiqué le premier que la variation du champ électrique au voisinage de l'électrode négative est due à la différence de mobilité des ions positifs et négatifs.

passent dans cette région, de sorte que, lorsque le courant croît, le champ devient plus intense au voisinage de l'électrode négative qu'en tout autre endroit du gaz. Le pouvoir ionisant des ions positifs, donné par la valeur de β, s'accroît beaucoup en passant dans cette région de champ intense, et les ions nécessaires pour maintenir le courant continuent à être produits quand la chute de potentiel entre les électrodes est plus petite que le potentiel disruptif.

Comme exemple d'expériences mettant en évidence cette différence entre le potentiel nécessaire pour maintenir un courant et le potentiel disruptif, nous pouvons prendre celles qui ont été faites sur l'air à la pression de 8^{mm} et avec une distance de $4^{mm},31$ entre les plateaux. Le potentiel disruptif donné dans le Tableau ci-dessus était de 603 volts. La batterie était reliée aux électrodes par l'intermédiaire d'une résistance de 10000 ohms et d'un voltmètre de 38000 ohms de résistance. Avec cette résistance extérieure (48000 ohms), le voltmètre donnait une déviation constante, légèrement supérieure à celle qui correspond à 200 volts, quand le potentiel de la batterie était de 603 volts. La chute de potentiel entre les extrémités de la résistance de 10000 ohms était supérieure à 52,5 volts; de sorte que la différence de potentiel entre les électrodes était plus petite que 351 volts quand le courant ($\frac{1}{190}$ d'ampère env.) passait. Si l'on coupait le circuit un instant et si l'on employait ensuite une différence de potentiel de 601 volts, aucun effet ne se produisait : de fait, le gaz isolait; mais, quand le potentiel de la batterie était ramené à 603 volts, la décharge se produisait de nouveau et le même courant ($\frac{1}{190}$ d'ampère) passait à travers le gaz. Il fut possible d'amener le courant à une valeur plus petite en augmentant la résistance extérieure. La différence de potentiel nécessaire pour maintenir les courants plus petits était plus grande que 351 volts et, pour les courants très faibles, il fallait une différence de potentiel de 603 volts entre les électrodes.

Quand la pression est réduite à celle qui correspond au potentiel disruptif minimum, le potentiel nécessaire pour maintenir une décharge ne diffère pas beaucoup de ce potentiel disruptif minimum.

Suivant la théorie, le potentiel de 603 volts est nécessaire pour maintenir un courant dans un champ uniforme. Lorsque le courant croît, une charge s'accumule, comme on l'a vu, au voisinage de l'électrode négative et, quand la chute de potentiel cathodique s'est complètement établie, le potentiel nécessaire pour maintenir le courant est d'environ 340 volts. La théorie conduit à cette conclusion que le champ se modifie graduellement quand le courant augmente, depuis

la distribution uniforme jusqu'à une répartition pour laquelle il se présente à l'électrode négative une polarisation considérable qui approche de la valeur du potentiel disruptif minimum.

Quelques expériences préliminaires sur la répartition du champ entre deux plateaux parallèles servant d'électrodes ont confirmé ces conclusions.

Dans des limites assez étendues, une variation de la différence de potentiel et du champ correspondant aux variations de l'intensité de ce courant. Lorsque le courant croît, la chute totale de potentiel entre les électrodes diminue et l'intensité du champ croît, d'abord au voisinage de l'électrode négative; ensuite, un effet analogue mais plus petit apparaît à l'électrode positive. La polarisation dans les couches de gaz voisines des électrodes croît graduellement et les chutes de potentiel cathodique et anodique normales s'établissent définitivement.

Dans d'autres cas, les expériences montrent que l'on peut maintenir dans le gaz un courant accompagné d'une lueur quand la chute de potentiel au voisinage de la cathode est une faible fraction de la chute de potentiel cathodique normale.

Ces résultats montrent que quelques-unes des récentes théories qui ont été proposées pour expliquer le maintien d'un courant sont complètement en défaut.

Les phénomènes qui accompagnent la décharge de l'électricité dans les tubes à vide ont été généralement étudiés avec de petites électrodes et des courants intenses, de sorte que les expérimentateurs ont conclu que la chute de potentiel cathodique est constante et indépendante du courant.

On a indiqué que la chute de potentiel cathodique normale est le potentiel nécessaire pour communiquer aux ions positifs une vitesse suffisante pour qu'ils puissent produire de nouveaux ions par choc sur la cathode. Si un tel potentiel était nécessaire, il serait difficile d'expliquer le maintien du courant dans les cas où la chute de potentiel dans la couche voisine de la cathode est plus petite que la chute de potentiel cathodique.

Une méthode de calcul du potentiel disruptif a été donnée par le professeur Thomson (J.-J. Thomson, *Conduction of Electricity through gases*, p. 381). Elle consiste à évaluer la chute de potentiel le long des différentes portions de la décharge quand un courant traverse le gaz et que la chute de potentiel cathodique normale est établie. Il est difficile de voir comment le potentiel ainsi calculé pourrait

être le potentiel disruptif, puisqu'il représente le potentiel nécessaire pour maintenir un courant, potentiel qui peut être inférieur, de plusieurs centaines de volts, au potentiel disruptif. De plus, le potentiel ainsi calculé est indépendant du courant, alors que les expériences ont montré que le potentiel nécessaire pour maintenir un courant dépend de l'intensité de ce courant aussi bien que de la pression du gaz et de la distance des électrodes.

Cette théorie ne donne donc pas une interprétation satisfaisante de ces potentiels, car elle ne fait aucune distinction entre le potentiel disruptif et le potentiel nécessaire pour maintenir une décharge continue.

LA FORMATION DES RAYONS CATHODIQUES,

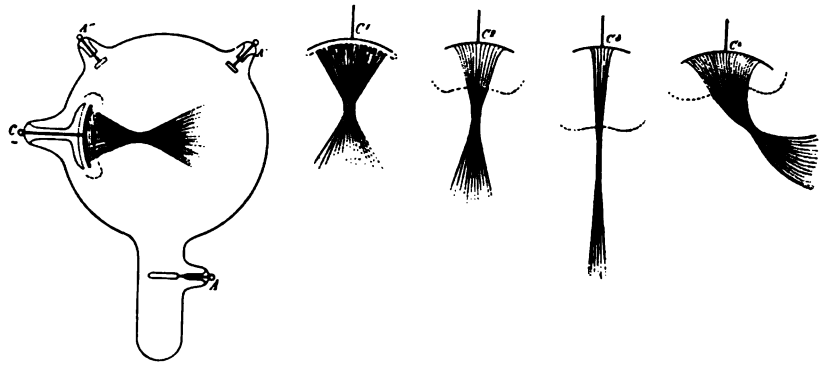
PAR P. VILLARD.

I. — Les particularités de l'émission cathodique.

On a pendant longtemps admis que l'émission cathodique avait lieu par toute la surface de la cathode normalement à celle-ci : en réalité les choses ne se passent pas tout à fait ainsi.

Considérons par exemple l'ampoule représentée figure 1 (¹), dans

Fig. 1.



Production du faisceau cathodique et de l'espace obscur dans une ampoule de Crookes. Déformation de l'espace obscur dans un champ magnetique.

laquelle nous suivrons les changements d'aspect de la décharge quand on fera le vide progressivement.

Aux pressions relativement élevées (1^{mm} à 2^{mm} de mercure par exemple) la cathode est simplement entourée d'une gaine lumineuse qui ne la touche pas, et dont la teinte dépend de la nature du gaz (violette dans l'air, blanche dans l'oxygène); au contact même de la cathode on aperçoit une couche luminescente rose violacé (spectre de l'hydrogène).

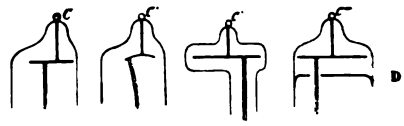
(¹) Le degré de vide qui convient à tel ou tel phénomène est essentiellement variable avec la forme et les dimensions du tube et des électrodes.

La pression s'abaissant au-dessous de 1^{mm} la gaine extérieure s'étend de plus en plus et en même temps s'écarte de la cathode laissant entre elle et celle-ci l'espace obscur de Hittorff qui est d'autant plus étendu que la pression est plus basse. Bientôt la luminosité du gaz présente un renforcement de plus en plus marqué suivant un cône creux dont la base est facilement visible sur la cathode sous l'aspect d'un anneau rosé. Ce cône, qui n'est autre chose que le faisceau cathodique principal, est à peine visible dans l'espace obscur, mais prend brusquement un assez vif éclat en franchissant la limite de cet espace : sa teinte devient alors celle de la gaine négative externe : elle varie d'ailleurs un peu avec la pression ; ainsi dans l'oxygène, qui est le gaz le plus favorable à l'observation de ces phénomènes, la couleur du faisceau cathodique (hors de l'espace obscur où il est toujours rose) est blanchâtre aux pression élevées, et d'un beau jaune d'or pâle au vide de Crookes.

Améliorons maintenant le vide, nous verrons le faisceau se resserrer de plus en plus jusqu'à n'être plus qu'un mince filet partant du centre de la cathode. En même temps, les rayons cathodiques, au lieu de rester constamment normaux à la cathode et de se croiser en son centre de courbure, se courbent de telle sorte que leur point de convergence s'éloigne de plus en plus, et le cône qu'ils forment s'allonge indéfiniment.

Ces aspects sont également représentés *Pl. III*, *fig.* 1, 2, 3. La cathode, à peine visible, est en haut à gauche. En bas est l'anticathode (en aluminium) qui, frappée par les rayons, émet des radiations très actiniques.

Fig. 2.



Dispositifs montrant la tendance du point d'émission à se maintenir sur l'axe du tube.

Une étude détaillée de ces phénomènes, signalés par divers auteurs, conduit aux résultats suivants :

La région d'émission cathodique est toujours centrée, non sur la cathode, mais sur le tube qui entoure celle-ci (*fig.* 2) [1].

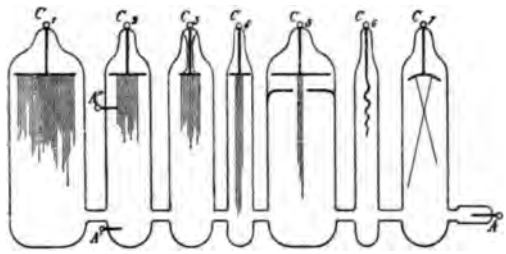
---

(1) Si la cathode est très éloignée de toute paroi, et dans ce cas seulement, le centrage se fait sur la cathode même.

Comme on le voit figures 2 et 3, si l'on place au-devant de la cathode un diaphragme D percé d'une étroite ouverture, c'est en *face du centre de cette ouverture* que prend naissance le faisceau cathodique, et son diamètre, beaucoup plus petit que celui de l'ouverture, est le même que si le tube entier avait le diamètre de celle-ci.

Si l'ampoule, au lieu d'être de révolution, présente une déformation

Fig. 3.



Influence exercée sur le diamètre du faisceau cathodique par le voisinage des parois. — Dans les trois tubes de gauche, la distance du faisceau aux parois est la même. Dans le cinquième tube, pourvu d'un diaphragme, le diamètre du faisceau est le même que si le tube avait le diamètre du trou. — A, anode.

quelconque, la région radiante subit une déformation correspondante et présente toujours la même symétrie que le tube [1].

L'action des parois ou diaphragmes tient à leur électrisation positive déjà signalée par Crookes et facile à constater. Dans une ampoule telle que celle représentée figure 4 c'est entre la cathode et l'électrode *a* que se fait la presque totalité de la chute de potentiel totale.

D'autre part, en accroissant cette électrisation, on détermine un resserrement du faisceau; par exemple, en prenant pour anode A′ ou A″ (*fig.* 3), on réduit le diamètre du faisceau correspondant : mieux, encore en reliant à l'anode un large anneau métallique placé en avant de la cathode. On fait ainsi varier à volonté la résistance de l'ampoule en modifiant la section du faisceau qui transporte le courant.

Si l'on relie l'électrode *a*, (*fig.* 4) à une source d'électricité, on

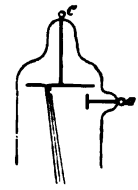
---

[1] L'observation des formes diverses que prend la région active de la cathode est rendue particulièrement facile avec une cathode en magnésium. La vapeur de ce métal ajoute son spectre à celui de l'hydrogène et il en résulte une teinte verte assez brillante.

D'une manière générale, si la cathode est faite d'un métal volatil (Mg, Li, etc.), le spectre de ce métal apparaît partout où il y a émission de rayons. Un phénomène analogue a été étudié et décrit par M. Kowalski à propos de l'arc à haute tension.

constate facilement qu'une charge positive repousse la région radiante et la déplace sur la cathode : une charge négative l'attire, au contraire. Donnant à cette électrode la forme d'un anneau, on peut, à volonté, resserrer ou élargir le faisceau cathodique et faire varier en conséquence la résistance du tube, laquelle ne dépend que du diamètre de ce faisceau.

Fig. 4.



Action répulsive exercée sur la région radiante par une électrode chargée positivement. — C, cathode; *a*, électrode auxiliaire.

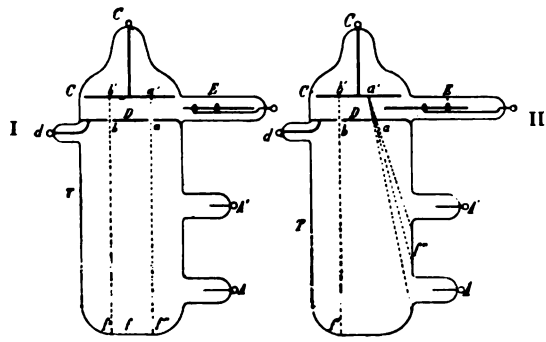
Il est assez singulier de voir le faisceau cathodique repoussé à son origine par une charge positive, alors qu'il est formé de particules négatives, et que, sur tout le reste de son trajet, il est manifestement attiré par les corps chargés positivement.

II. — L'afflux cathodique.

Cette contradiction disparaît si l'on admet que l'émission cathodique est alimentée, non aux dépens de la cathode, mais par un courant de matière électrisée positivement, provenant des diverses parties du tube et arrivant à la cathode avec une grande vitesse. Cet *afflux cathodique*, nécessairement repoussé par la charge positive des parois, se centrera sur le tube et en reflétera évidemment la symétrie. Une électrode l'attirera ou le repoussera suivant le signe de son électrisation et déplacera par suite son point d'arrivée, c'est-à-dire le point de départ des rayons cathodiques; un diaphragme à trou placé un peu en avant de la cathode ne laissera l'afflux arriver à celle-ci qu'en face du trou; et, en ce point seulement, il y aura formation de rayons cathodiques. Sur tout le reste de la cathode, l'émission, alimentée seulement par le gaz compris entre celle-ci et le diaphragme, sera insignifiante. C'est, en effet, ce que l'expérience va nous permettre de vérifier. Cet afflux cathodique est d'ailleurs aisément visible sous l'aspect d'une gerbe rose violacé qui semble implantée sur la cathode et présente une forme manifestement en rapport avec celle du tube.

L'existence de ce courant matériel est facile à mettre en évidence au moyen de l'appareil que représente la figure 5. Dès que le vide est assez avancé pour que le diaphragme D soit à l'intérieur de l'espace obscur, l'émission cathodique se fait à peu près en totalité par les points $a'b'$ situés en face des centres des trous ab (l'influence des parois est ici presque nulle en raison du grand diamètre donné à

Fig. 5.



Expériences sur l'afflux cathodique. — I. Appareil servant à montrer que les rayons cathodiques se forment seulement sur les points de la cathode (a', b') qui peuvent recevoir l'afflux cathodique. Ce dernier ne peut passer que par les trous ab du diaphragme D. Les rayons cathodiques rencontrent le verre en f' et f''; s'il n'y avait pas de diaphragme, il n'y aurait qu'un seul faisceau rencontrant la paroi en f. — II. Répulsion de l'afflux cathodique en aa' par une électrode E chargée positivement.

l'appareil). En l'absence du diaphragme, on aurait un faisceau unique venant frapper le verre en f, et pouvant le fondre en ce point seulement. Si le diaphragme n'agissait pas sur l'émission même des rayons, ce faisceau central continuerait à se produire, et serait simplement arrêté par le diaphragme, tandis qu'il est ici supprimé et remplacé par autant de faisceaux qu'il y a de trous.

L'électrode E, mobile à coulisse, permet de vérifier aisément qu'une charge positive repousse le courant d'afflux qui arrive par le trou a, tandis qu'elle attire, au contraire, le faisceau cathodique correspondant (*fig.* 5, II).

Si l'électrode E passe exactement au-dessus du centre de l'ouverture a, l'afflux se divise en deux courants divergents, qui s'écartent ou se rapprochent l'un de l'autre suivant que l'électrode est chargée positivement ou négativement, et le point radiant a' est alors dédoublé.

Si l'on éloigne peu à peu le diaphragme, l'espace compris entre la

cathode et lui fournit un afflux de plus en plus important, et, quand la distance CD atteint quelques centimètres, il n'y a plus qu'un seul faisceau cathodique comme à l'ordinaire : le rôle du diaphragme se réduit alors à découper dans l'émission totale deux faisceaux ayant cette fois le diamètre et la forme exacte des ouvertures. Le verre est encore fluorescent en f' et f'', mais sa température s'élève à peine, et c'est, au contraire, le diaphragme qui s'échauffe, surtout dans sa partie centrale. La figure 4 (*Pl. III*) est la photographie d'un appareil analogue au précédent, mais muni d'une cathode concave. On voit les deux faisceaux définis, *dès la cathode,* par le diaphragme placé en avant de celle-ci. La tache noire située au tiers inférieur du tube représente la lumière positive confinée dans le tube anodique.

L'hypothèse de l'afflux cathodique conduit à des conséquences faciles à vérifier :

Si l'on remplace par une lame de verre la partie centrale de la cathode, on ne change rien à la symétrie du tube ni à la distribution des potentiels : la marche du courant gazeux positif ne doit donc pas être modifiée; elle ne l'est pas, en effet : à mesure que la raréfaction augmente, le faisceau cathodique se resserre de plus en plus, comme à l'ordinaire, puis abandonne le pourtour métallique de la cathode et finalement *part du centre de la lame de verre* (plus exactement du point situé sur l'axe du tube), comme si toute la cathode était en métal. L'expérience faite, il est facile de voir que la partie centrale de la lame de verre est remplie de fines bulles gazeuses qui deviennent très visibles si on les chauffe légèrement; la présence de ces bulles indique évidemment que des particules gazeuses sont arrivées avec une grande vitesse sur le verre.

En arrivant à la cathode, l'afflux est brusquement arrêté et sa force vive doit nécessairement se transformer en chaleur. Une cathode dont le centre est fait d'une lame mince de métal ou de verre est, en effet, rapidement portée au rouge sur les points d'émission des faisceaux cathodiques, là précisément où l'afflux est supposé arriver [1]. L'explication de ce phénomène est donc tout à fait semblable à celle que l'on donne du dégagement de chaleur produit par le choc des rayons cathodiques; dans les deux cas, l'effet calorifique est le résultat du

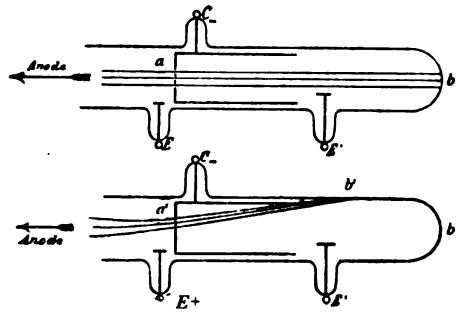
---

[1] On réalise une brillante expérience à ce sujet en prenant pour cathode un filament de lampe à incandescence, et pour anode un filament semblable. Dès que le courant passe, cette cathode de faible masse est portée au rouge blanc, l'anode restant au contraire obscure et tout à fait froide.

choc des particules gazeuses contre un obstacle. Cette vérification laisse subsister peu de doutes sur l'existence de l'afflux cathodique.

Supposons maintenant que la partie centrale de la cathode soit formée par une toile métallique ou même simplement percée d'une ouverture (*fig.* 6), et que la région située en arrière soit entourée

Fig. 6.



Formation des rayons de Goldstein aux dépens de l'afflux cathodique arrivant sur une cathode en toile métallique. — Le faisceau vient frapper le verre en *b*. Si, au moyen d'une électrode E chargée positivement, on imprime une déviation à l'afflux cathodique, le faisceau de rayons subit une déviation correspondante et vient frapper le verre en *b'*.

par un tube métallique qui la protège contre toute action électrique. Si l'afflux cathodique existe réellement, il doit évidemment traverser la toile en vertu de sa vitesse, et manifester sa présence au delà, en élevant la température d'un obstacle par exemple. C'est précisément ce qui arrive : un faisceau, assez semblable d'aspect à celui des rayons cathodiques, mais de teinte différente, part de la toile métallique et va frapper le verre en *b*. En ce point, la température s'élève et une lumière jaune apparaît, qui n'est autre que celle du sodium. Une lame de verre mince placée sur le trajet *ab* peut être rapidement fondue et percée.

Si l'on dévie l'afflux au moyen d'une électrode E chargée par exemple positivement, le faisceau prend la position *a'b'*, prolongement exact de la direction nouvelle de l'afflux.

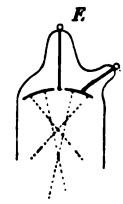
Ces rayons *ab* ou *a'b'* ne sont autre chose que les *Kanalstrahlen* découverts par M. Goldstein. Leur existence se présente ainsi comme une conséquence nécessaire de l'émission cathodique par une cathode perforée et leur formation est en même temps expliquée.

III. — Émission et propagation des rayons.

Les propriétés de l'afflux cathodique permettent de prévoir dans presque tous les cas la position et la forme de la région d'émission cathodique. Soit le cas, par exemple, d'une cathode plane centrée dans un tube cylindrique : au début de l'apparition des phénomènes cathodiques, l'espace obscur n'a que quelques millimètres d'épaisseur et l'afflux est uniforme ainsi que l'émission. Le vide progressant, l'espace obscur s'agrandit, le trajet parcouru par l'afflux augmente et les filets gazeux voisins des parois qui les repoussent se rapprochent de l'axe et accroissent la densité périphérique du courant d'afflux. L'émission cathodique est par suite prépondérante suivant un anneau qui correspond à cette condensation; à une pression plus faible, les bords de l'anneau se rejoignent et l'uniformité se rétablit.

Si la cathode est concave, l'afflux positif est attiré par les bords saillants de celle-ci et le phénomène de l'anneau est extrêmement marqué, l'émission devenant presque nulle dans la partie centrale de l'électrode. Le faisceau cathodique présente la forme de cône creux observée par M. Swinton (*fig.* 7).

Fig. 7.



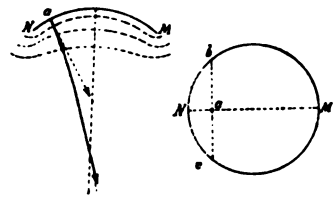
Coupe du faisceau cathodique émis par une cathode concave. — Il a la forme d'un cône creux. Lorsque l'électrode E est chargée positivement, la base du cône cathodique s'élargit. En même temps le sommet du cône se rapproche de la cathode.

Si la cathode est sphérique, l'émission est toujours normale à sa surface. Mais la convergence des rayons n'a lieu au centre de courbure qu'au début de leur apparition, alors que le vide est peu avancé et que les différences de potentiel sont faibles. Dès que la raréfaction augmente, les rayons se recourbent et leur point de rencontre s'éloigne (*fig.* 8).

A une certaine distance de la cathode, le potentiel devient uni-

forme, le tube fait cage de Faraday, et la propagation est rectiligne [1].

Fig. 8.

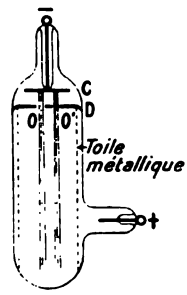


Explication de la courbure des génératrices du cône cathodique. — Un rayon partant de A est plus fortement repoussé par la partie AM que par la partie AN de la cathode; il se recourbe donc du côté de AN.

L'action réciproque de deux faisceaux est nulle ou au moins tout à fait inappréciable ainsi; dans l'appareil de la figure 4 (*Pl. III*) les deux faisceaux concourants se croisent sans s'influencer.

Cette proposition se vérifie sans difficulté si l'on a soin d'éviter

Fig. 9.



l'action que peut exercer sur les rayons le voisinage d'un objet électrisé, en particulier d'une cathode (*fig.* 9).

IV. — Réflexion et réfraction apparentes des rayons cathodiques.

Quand un faisceau cathodique rencontre une lame isolante ou conductrice non reliée à l'anode, un faisceau secondaire (avec espace obscur) se forme sur la région frappée et sur celle-là seulement, quelle que soit la position qu'elle occupe sur la lame. Cette émission nouvelle est toujours normale à la lame; en dirigeant, par exemple,

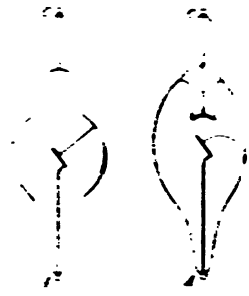
---

[1] En dehors de l'espace obscur le champ est presque nul.

un faisceau large sur un plateau concave on obtient des rayons convergents.

Si la cathode principale est très rapprochée de l'obstacle, les rayons secondaires sont déviés par le champ électrique de la cathode, ce qui montre qu'ils sont bien électrisés (*fig.* 10).

Fig. 10.



Pseudo-réflexion des rayons cathodiques.

Ce phénomène peut être électriquement précisé au moyen d'une ampoule à trois électrodes, cathode, anode, lame réfléchissante; entre l'anode et la lame on établit, avec des accumulateurs, une différence de potentiel connue, réglable à volonté. On constate alors que le point de la lame frappé par le faisceau principal, et celui-là seul, émet des rayons cathodiques, d'autant plus facilement d'ailleurs que la faisceau incident est plus intense. Une différence de potentiel de 120 volts peut ainsi suffire dans une ampoule où 5000 volts au moins seraient nécessaires sans le secours des rayons excitateurs.

Avec un obstacle formé d'une lame très mince d'aluminium ou de magnésium, on observe un faisceau diffus émis normalement à cette lame par sa face postérieure.

V. — Nature de la matière radiante.

Une première indication nous est fournie par l'observation des taches brunes ou violacées, qui se produisent sur le verre longtemps frappé par les rayons cathodiques, et beaucoup plus rapidement sur le cristal. Crookes a reconnu que ces taches ne sont pas dues à un dépôt de particules arrachées aux électrodes. En pareil cas, elles seraient d'ailleurs solubles dans les dissolvants du métal de l'électrode, ne se produiraient pas dans les tubes sans électrodes, et le cristal ne brunirait pas plus facilement que le verre.

Ces taches sont évidemment le résultat d'une action chimique des rayons cathodiques et c'est une réduction qui se produit : le cristal noircit parce qu'il est formé, en grande partie, de silicate de plomb facile à réduire. Le verre, qui renferme souvent un peu de cristal, donne le même résultat mais très atténué. Les verres qui se teintent le plus facilement sous l'action des rayons sont d'ailleurs ceux qui brunissent le plus rapidement dans une flamme réductrice.

Ce pouvoir réducteur des rayons cathodiques est facile à mettre en évidence : on peut, par exemple, recevoir le faisceau sur une lame de cuivre oxydé superficiellement, un obstacle quelconque étant interposé sur le trajet des rayons, de manière à porter ombre sur la lame. La région protégée par l'obstacle reste noire; tout le reste reprend peu à peu la couleur rouge du cuivre réduit.

On peut substituer à la lame oxydée du verre vert à l'oxyde cuivrique. Sous l'action des rayons cathodiques, ce silicate se transforme bientôt en verre rouge cuivreux, aisément reconnaissable à son spectre d'absorption. De même un fragment de cristal noircit rapidement dans ces conditions. La réduction se produit ici dans la masse, par suite du pouvoir de pénétration des projectiles cathodiques, et il est dès lors évident que l'atmosphère intérieure du tube n'intervient pas. D'ailleurs, l'expérience réussit également bien si le vide est fait sur de l'oxygène aussi pur que possible, et dont le spectre est visible pendant que le tube est en activité, et que la réduction se produit.

On obtient les mêmes effets en recevant sur le silicate réductible non plus les rayons cathodiques directs, mais ceux qui sont diffusés par les lames anticathodiques des tubes focus, et auxquels est due l'illumination hémisphérique de ces tubes.

La réduction se produit de même si les électrodes sont extérieures au tube. Il devient alors difficile d'admettre que le phénomène résulte d'un transport des gaz réducteurs occlus dans le métal des électrodes.

Il est naturel de supposer que les corps composés sont dissociés par le courant électrique; le spectre d'un gaz composé montre en effet toujours les raies caractéristiques des composants. Or, le seul gaz simple réducteur connu est l'hydrogène.

C'est précisément l'hydrogène que le spectroscope nous montre se déplaçant dans les tubes de Crookes pendant le passage du courant. En ménageant un étranglement capillaire près d'une électrode, on vérifie aisément, si le tube est bien sec, que les raies de l'hydrogène disparaissent en quelques secondes si l'électrode est anode, et réapparaissent très brillantes, si elle devient cathode. Enfin, près de la

cathode, dans la gerbe rose formée par l'afflux, les raies de l'hydrogène sont toujours et souvent seules visibles.

L'origine de cet hydrogène est facile à trouver. Les alcalis superficiels du verre, le verre lui-même, ne peuvent être privés d'eau complètement. Un tube Plücker, par exemple, si bien desséché qu'il soit, donne avec éclat le spectre de l'hydrogène si on le chauffe.

On est donc autorisé à admettre que les projectiles cathodiques ne sont autre chose que des particules d'hydrogène électrisé.

Une conséquence immédiate de cette hypothèse est que l'afflux cathodique et les rayons de Goldstein, qui sont le prolongement de cet afflux au delà d'une cathode perforée, sont également formés d'hydrogène en mouvement. L'emploi d'une cathode, dont la partie centrale est en cristal, permet de vérifier sans difficulté que l'afflux cathodique possède la même puissance réductrice que les rayons cathodiques.

Pour s'assurer que les rayons de Goldstein possèdent également cette propriété, il suffit de reprendre l'appareil de la figure 6, et de mettre une lame de cristal sur le trajet des rayons; elle prend rapidement la couleur violacée, à reflets métalliques, du silicate de plomb partiellement réduit.

Il devient ainsi tout à fait évident que l'hydrogène fait à lui seul tous les frais de l'émission cathodique. Les propriétés physiques et chimiques de ce gaz font déjà de lui un corps à part dans la série des éléments : il n'est pas surprenant qu'il se distingue encore des autres corps simples par la propriété, qu'il posséderait exclusivement, de pouvoir prendre l'état radiant et constituer les projectiles cathodiques.

SUR LES RAYONS DÉVIABLES DU RADIUM.

On sait que les rayons cathodiques des ampoules de Crookes peuvent traverser assez facilement de très minces feuilles de métal ou d'autres substances.

On constate dans cette expérience que les rayons émergents constituent un faisceau diffus dont la direction moyenne est toujours sensiblement normale à la lame. Mais celle-ci devant être extrêmement mince il est difficile de faire varier beaucoup son épaisseur et de modifier les conditions de la transmission. Cela devient au contraire facile avec les rayons β du radium qui impressionnent assez bien une plaque photographique après avoir traversé plusieurs millimètres d'aluminium. Il est d'ailleurs facile avec le radium de prolonger

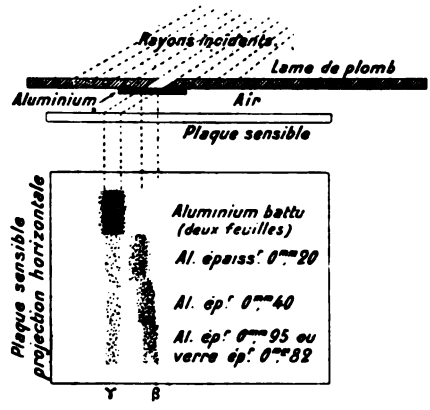
uffisamment le temps de pose. On constate alors les phénomènes uivants :

Avec des lames d'aluminium très minces (moins de $0^{mm},1$ d'épaisseur) un faisceau de rayons β passe sans déviation ni diffusion notables. Avec deux feuilles d'aluminium battu tout se passe à peu près comme s'il n'y avait rien.

Mais il en est tout autrement quand les lames d'aluminium atteignent quelques dixièmes de millimètre d'épaisseur. Dans ce cas les rayons, supposés obliques à la lame, sont déviés par cette dernière et se rapprochent de la normale. La déviation est d'autant plus considérable que l'épaisseur est plus forte. Avec des lames dépassant 1^{mm}, le faisceau émergent, d'ailleurs assez diffus, est sensiblement normal à la lame.

On réalise aisément l'expérience au moyen du dispositif représenté

Fig. 11.



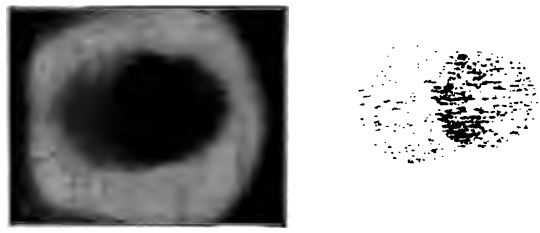
Séparation des rayons β et γ du radium par leur passage au travers de lames de diverses épaisseurs.

figure 11; la partie supérieure est une coupe verticale indiquant la marche des rayons; la partie inférieure est une projection horizontale sur laquelle le résultat photographique a été seul représenté, calqué sur un des clichés ainsi obtenus. La trace des rayons γ non déviables indique la région de la plaque que devraient atteindre les rayons β s'ils se propageaient en ligne droite au travers de l'obstacle. On voit que pour des épaisseurs croissantes d'aluminium les rayons sont de plus en plus déviés.

La figure 12 représente le résultat d'une expérience analogue : sur

la plaque photographique, enveloppée de papier noir, est posée une

Fig. 12.



Épreuve photographique et fac-simile montrant la séparation des rayons β et γ par transmission au travers d'une lame épaisse. — Faisceau très oblique. — Diaphragme circulaire (grandeur naturelle).

lame d'aluminium de 2^{mm} d'épaisseur sur laquelle on place un dia-

Fig. 13.

Reproduction (échelle $\frac{1}{4}$) de l'épreuve originale au moyen de laquelle l'auteur a reconnu l'existence des rayons non déviables (rayons γ) du radium. — Un faisceau limité par une tente rencontre la plaque photographique suivant une incidence près que rasante qui met bien en évidence la propagation rectiligne des rayons γ et atténue notablement l'impression produite par les rayons β. — Ces derniers sont déviés par un champ magnétique produit au moyen d'un puissant aimant permanent.

phragme de plomb percé d'une ouverture circulaire. Les rayons β et γ arrivant obliquement sur cet ensemble donnent deux impressions sur

ı plaque, l'une très nette et elliptique correspond aux rayons γ qui assent en ligne droite, l'autre circulaire est donnée par les rayons β ui ont traversé la lame d'aluminium presque normalement. Cette race circulaire est légèrement diffuse.

Il y aurait donc lieu de considérer une couche de passage, assez ·paisse pour les rayons β du radium, très mince probablement pour es rayons des ampoules de Crookes, à partir de laquelle la transmis-sion se ferait normalement à la lame traversée.

Sur la décharge électrique dans les gaz raréfiés.

Une ampoule de Crookes (tube à croix, ou mieux tube de Braun pour pouvoir observer facilement la déviation magnétique des rayons) est excitée par une bouteille de Leyde qu'on alimente par une machine statique, source à débit régulier et, en raison de son voltage élevé, à peu près indépendant de la charge de la bouteille [1]. Dans ces conditions l'émission cathodique ordinaire apparaît dès que la différence de potentiel aux électrodes dépasse une certaine valeur V qui dépend de l'état de l'ampoule.

Le nombre de rayons émis par seconde (intensité) augmente avec l'excès du voltage sur la valeur V. Si l'on arrête la machine l'émission continue pendant un certain temps, une demi-minute par exemple, et s'arrête quand on est redescendu à la valeur V ou à peu près, la bouteille restant ainsi chargée. Il s'est produit dans le diélectrique une fuite réparable et dont le débit est limité par l'ampoule elle-même, indépendamment des résistances extérieures, nulles ici. Mais si, au moyen de la machine, on surmonte cette fuite, et qu'on élève le voltage jusqu'à une nouvelle valeur particulière V′, supérieure à V, le condensateur se décharge instantanément et complètement dans l'ampoule avec un bruit sec; en même temps le gaz résiduel s'illumine en masse. On peut cependant, surtout avec de faibles capacités, constater la présence de rayons en majeure partie plus déviables que dans la première partie de l'expérience, ce qui est aisé à prévoir, le voltage descendant de V′ jusqu'à zéro.

Le premier mode de décharge est l'analogue de l'aigrette bruissante qui, à la pression ordinaire, s'échappe des armatures d'une bouteille de Leyde fortement chargée.

---

[1] Pour une simple expérience de démonstration il est plus commode de charger la bouteille avec une bobine de Ruhmkorff munie d'une soupape électrique.

Le second mode constitue une rupture irréparable du diélectrique, il équivaut à un court-circuit, et le débit n'est limité que par les résistances extérieures. Avec le condensateur, des oscillations se produisent et le voltage tombe à zéro en un temps extrêmement court. Il est évident que si le condensateur, réservoir à faible capacité, était remplacé par des accumulateurs, c'est un arc qui s'établirait.

On réalise cette seconde forme de l'expérience avec une batterie capable de donner 500^{volts} continus, et une ampoule peu résistante. En élevant peu à peu le voltage on a d'abord des rayons cathodiques qui rendent le verrre fluorescent [débit : $\frac{1}{10}$ à $\frac{2}{10}$ d'ampère (¹)]. Si l'on continue à élever la différence de potentiel, brusquement un arc s'allume, faisant sauter les plombs fusibles et pulvérisant l'ampoule si l'on n'a pas mis en série un rhéostat suffisant.

Il en est encore de même avec une lampe à mercure dans laquelle on a, à volonté, soit la fluorescence cathodique sous $30\,000^{\text{volts}}$, ou encore, en chauffant fortement le mercure, une pâle luminescence de la vapeur sous 300^{volts} à 400^{volts}, avec un débit insignifiant, puis, en élevant le voltage, l'allumage de l'arc qui se maintient sous 15^{volts} à 25^{volts} et débite autant d'ampères que l'on veut.

Dans l'air raréfié à 5^{cm} ou 6^{cm} de mercure on observe également deux formes de décharge : l'étincelle non oscillante en forme de ruban de feu très sensible à l'aimant, ou au contraire un trait de feu, non déviable, très brillant (dix ou quinze fois plus long qu'à l'air libre), à caractère oscillant et à débit instantané considérable; en même temps la gaine négative violette disparaît. Il suffit pour avoir ce trait de feu de joindre à la source (bobine ou machine statique) une bouteille de Leyde dont on laisse le voltage s'élever en intercalant un petit intervalle explosif entre elle et le tube à gaz raréfié.

En abaissant la pression on voit ce trait de feu se transformer d'abord par endroits, puis totalement, en une nébulosité de plus en plus diffuse, mais toujours très peu sensible à l'aimant et à caractère nettement oscillant. Sa couleur est également très différente de celle de la colonne anodique ordinaire. Le défaut de sensibilité magnétique de cette décharge brusque s'explique peut-être par son peu de durée.

(¹) Ce débit énorme en réalité à côté de celui des bobines explique la fluorescence des parois sous un aussi bas voltage.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES
SUR LA VITESSE ET SUR LA DÉVIATION MAGNÉTIQUE
DES RAYONS CATHODIQUES,

PAR E. WIECHERT.

Traduit de l'allemand par Eugène BLOCH.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXIX, 1899, p. 739 à 766.

(Extrait des *Nachrichten de la Société royale des Sciences de Göttingen,* Classe Mathém.-Phys., Cahier III, 1898, p. 260, communiqué avec quelques modifications par l'auteur.)

§ 1. — Introduction.

L'origine des expériences décrites ci-après fut la découverte par Röntgen des rayons qui portent son nom. De leur mode de formation et de leurs propriétés, je crus pouvoir conclure qu'ils consistent en ondes électromagnétiques de très courte période, ou, plus vraisemblablement encore, en une suite d'impulsions produites par le choc des particules cathodiques lancées par la cathode contre les particules matérielles qu'elles rencontrent. Cette conception, que j'ai développée de plus près dans un Mémoire (1) publié au printemps de 1896, présume l'exactitude de l'hypothèse de l'émission pour les rayons cathodiques, et elle suppose à ceux-ci des vitesses bien supérieures à celles qui existent en moyenne dans les mouvements d'agitation thermique, même aux plus hautes températures accessibles à nos expériences. Il me fallait, par suite, essayer de consolider l'hypothèse de l'émission, encore contestée alors à maintes reprises et par des physiciens éminents, et essayer d'obtenir un résultat décisif sur la vitesse des rayons. En combinant dans ce but des observations sur la chute de potentiel dans le tube à décharges et sur la déviation magnétique des rayons cathodiques (2), j'obtins, pour la vitesse, des valeurs

(1) E. WIECHERT, *Abh. d. physikal.-ökonom. Gesellsch.* à Königsberg, t. XXXVII, 1896, p. 1.

(2) *Cf.* le rapport cité plus loin du 7 janvier 1897.

extraordinairement élevées, valeurs qui n'étaient pas très éloignées de la vitesse de la lumière. Ceci est assurément en accord parfait avec l'hypothèse initiale sur les rayons de Röntgen ; mais je trouvai, de plus, que la déviation des rayons cathodiques est beaucoup plus grande qu'il ne serait possible, s'ils consistaient en traînées d'atomes ou de groupes d'atomes chimiques ordinaires. Si l'on voulait conserver l'hypothèse de l'émission, il ne restait plus qu'à conclure que les particules lancées par la cathode possèdent une masse beaucoup plus faible que les atomes d'hydrogène. Par là la question de la nature des rayons cathodiques prenait une importance fondamentale pour la théorie de l'électrodynamique que j'ai développée en accord étroit avec H.-A. Lorentz : il devenait, en effet, présumable que, dans les rayons cathodiques, se meuvent librement ces mêmes atomes matériels spéciaux chargés d'électricité, dont la théorie avait besoin pour classer en un système satisfaisant la conductibilité métallique et les différences dans les charges moléculaires.

Dans ces conditions, je me suis proposé de mesurer la vitesse des rayons cathodiques directement, *sans utiliser l'hypothèse de l'émission, et de soumettre ainsi la nouvelle conception à une épreuve décisive.*

Mes travaux à l'Institut mathématico-physique de l'Université de Königsberg, qui durent être interrompus au début de 1897, ne conduisirent pas de suite au but. Je réussis seulement à mettre hors de doute que la vitesse est si grande que l'hypothèse d'ions chimiques ordinaires est totalement exclue. Les résultats provisoires et les conséquences qui s'y rattachent furent exposés dans le rapport (¹) intitulé : I. *Sur la nature de l'électricité;* II. *Recherches expérimentales sur les rayons cathodiques,* le 7 janvier 1897. J'indiquai là que la masse des particules qui composent les rayons cathodiques était de 2000 à 4000 fois moindre que celle des atomes d'hydrogène.

Grâce à l'aide de M. le conseiller privé Prof. Dr Voigt et à l'appui de la Société royale des Sciences de Göttingen, je pus reprendre les expériences pendant l'été de 1897, et j'arrivai cette fois au résultat désiré : *Il fut possible de mesurer la vitesse, et les valeurs obtenues se placèrent réellement dans l'intervalle prévu par des considérations théoriques.*

(¹) Imprimé in extenso dans les *Sitzungsber. d. physikal.-ökonom. Gesellsch.*, à Königsberg, t. XXXVIII, 1897, p. 1 à 16; première partie imprimée dans la *Naturwissenschaftl. Rundschau,* mai 1897. Une analyse se trouve dans les *Beibl.*, t. XXI, 1897, p. 443 (à la fin, il y a deux fois à tort 200 au lieu de 2000).

A la *Réunion des Naturforscher à Braunschweig*, en septembre 1897, je fis une communication provisoire ([1]). Un exposé plus détaillé, où l'on a tenu compte d'observations ultérieures, occupe les pages qui vont suivre. En particulier, on a refait des mesures plus exactes sur la déviation magnétique afin d'obtenir sur la masse des particules en mouvement un résultat plus sûr que dans la première publication du 7 janvier 1897.

Le résultat positif de ces recherches (si on les rapproche des nouvelles découvertes et mesures connexes faites d'autre part) fournit une base expérimentale solide aux conceptions suivantes, que je n'osais exprimer dans des travaux antérieurs ([2]) qu'avec la plus grande réserve :

La charge électrique *de toute particule matérielle n'est autre chose qu'une liaison électrodynamique avec l'éther, qui dépend essentiellement de la nature spéciale de la particule et qui ne varie jamais.*

Tout changement de charge d'un corps matériel est en même temps un changement de sa composition matérielle, et tout courant électrique est une convection d'électricité par des particules matérielles. Dans la conductibilité métallique, il y a mouvement de certains atomes électriques, qui existent à côté des atomes de la chimie, et ce sont ces atomes qui s'échangent quand, dans les phénomènes d'électrolyse, les charges moléculaires varient. *L'électricité devient ainsi, dans une certaine mesure, elle-même de la matière, ou tout au moins une forme des manifestations de la matière.*

Les rayons cathodiques prouvent l'existence d'atomes *négatifs* spéciaux. Nous ne possédons, autant que je puis voir, aucune indication précise qui nous porte à admettre aussi l'existence d'atomes positifs correspondants. Même le phénomène de Hall dans les métaux n'exige pas cette hypothèse, car il n'est pas nécessaire, pour son explication, d'admettre un mouvement des particules positives dans un sens invariable, mais il suffit d'un mouvement de va-et-vient. Il

---

([1]) E. Wiechert, *Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturforscher u. Aerzte*, Réunion de Braunschweig, IIe Partie, première moitié, 1897, p. 50 à 52.

([2]) E. Wiechert, *Sitzungsber. d. physikal.-ökonom. Gesellsch.*, Königsberg, t. XXXV, 1894, p. 4; *Abh.* de la même *Gesellsch.*, t. XXXVII, 1896, p. 1; *Naturwissenschaftl. Rundschau*, t. XI, 1896, n° 47. *Cf.* aussi les travaux plus récents : *Nachrichten d. kgl. Gesellsch. d. Wissensch.*, à Göttingen, *Math.-phys. Klasse* 1898, p. 1, et *Festschrift* pour la fête de l'inauguration du monument de Gauss et Weber à Göttingen, IIe Partie. Leipzig, chez Teubner, 1899.

est néanmoins naturel de faire l'hypothèse beaucoup plus large que la matière peut se résoudre entièrement en deux sortes d'atomes électrisés, les uns négatifs, les autres positifs.

C'est pour moi une grande joie que de pouvoir exprimer à cette place aux directeurs des Instituts physiques de Königsberg et de Göttingen, MM. les Professeurs Volkmann, Voigt et Riecke, ainsi qu'à la *Société royale des Sciences de Göttingen*, ma profonde reconnaissance pour le bienveillant concours qu'ils ont prêté à mon travail.

§ 2. — Méthode de mesure de la vitesse.

Des évaluations et des mesures antérieures de la vitesse des rayons cathodiques sans l'emploi de l'hypothèse de l'émission ont été faites par Goldstein (1), Spottiswoode et Fletscher Moulton (2), J.-J. Thomson (3) et Th. Des Coudres (4). Les méthodes de Goldstein et de Spottiswoode et Fletscher Moulton, qui utilisaient les déviations des rayons cathodiques par une seconde cathode, ne peuvent pas être considérées comme rigoureuses d'après nos connaissances actuelles (5); il en est donc de même de leurs résultats. D'après Goldstein, la vitesse serait plus grande que 800 000^{m} par seconde; d'après Spottiswoode et Fletscher Moulton, elle serait notablement plus petite que la vitesse de la lumière. J.-J. Thomson s'est servi du miroir tournant pour mesurer la différence entre les époques d'illumination de deux surfaces phosphorescentes situées à des distances différentes de la cathode. Il trouva une vitesse de 200 000^{m} par seconde, mais il a renoncé de lui-même récemment à ce résultat qu'il considère comme beaucoup trop faible. Th. Des Coudres a employé pour la mesure du temps les oscillations électriques et a établi que la vitesse était certainement supérieure à 2 000 000^{m} par seconde; on donnera plus loin des détails plus complets sur la méthode.

---

(1) E. Goldstein, *Monatsber. d. k. Akad. d. Wissensch. de Berlin*, année 1880, p. 122; *Wied. Ann.*, t. XII, 1880, p. 101.

(2) W. Spottiswoode et Fletscher Moulton, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, t. CLXXI, 1880, p 627.

(3) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, 1894, p. 358.

(4) Th. Des Coudres, *Verhandl. d. physikal. Gesellsch. de Berlin*, t. XIV, 1895, p. 86; t. XVI, 1897, p. 157; *Verhandl. d. Gesellsch. Deutscher Naturforscher u. Aerzte, réunion de Francfort-s.-M.*, 2e Partie, 1re moitié, 1896, p. 69.

(5) *Cf.* la discussion plus approfondie dans le Mémoire original, *Gött. Nachrichten : Math.-phys. Klasse*, Cahier 1, 1898.

Pour mes propres mesures, il m'a semblé que le miroir tournant n'offrait que peu d'espoir de succès pour les vitesses extraordinairement grandes auxquelles il fallait s'attendre; et je me suis décidé par suite à employer, en conformité avec Des Coudres, les oscillations électriques.

La mesure de la vitesse exige que l'on évalue l'intervalle de temps pendant lequel les rayons parcourent un chemin déterminé. Dans notre cas il faut donc rapporter le début et la fin du parcours aux phases de la vibration du système électrique qui sert à la mesure. Pour ce qui est du début, le procédé le plus naturel est de simplifier la méthode d'observation, comme l'a du reste fait Des Coudres dans ses mesures, en chargeant le système même qui sert à la mesure de l'émission des rayons cathodiques. On peut alors placer l'origine de la distance à mesurer à l'électrode elle-même, et le début du parcours du rayon est déterminé par ce fait, qu'il se produit pendant que le système envoie de l'électricité négative à l'électrode. Pour situer dans le temps l'arrivée des rayons, on peut utiliser soit, avec Des Coudres, la modification subie par le rayon sous l'influence magnétique d'une portion du système de mesure qui transporte le courant, soit la modification sous l'influence électrique d'une seconde électrode.

Des expériences de ce genre dans l'automne de 1896 me montrèrent qu'il y avait peu d'espoir d'atteindre ainsi le but, car il n'était pas possible d'obtenir des rayons cathodiques de longueur même approximativement suffisante. Dans l'intérêt de ce qui va suivre il est nécessaire de développer ceci d'un peu plus près.

Soit T la durée d'une oscillation complète du système de mesure, L la longueur de l'onde électrodynamique correspondante, de sorte que

$$L = TV,$$

en désignant par V la vitesse de la lumière. Soit, d'autre part, l la longueur du chemin parcouru par les rayons cathodiques et utilisée dans la mesure de la vitesse, t l'intervalle de temps correspondant; on a alors

$$l = tv,$$

en désignant par v la vitesse des rayons cathodiques, et l'on obtient

$$\frac{v}{V} = \frac{l}{L} \cdot \frac{T}{t}.$$

Il est facile de connaître l et L; pour déterminer le quotient cherché $\frac{v}{V}$,

il est donc nécessaire de mesurer $\frac{t}{T}$, c'est-à-dire de trouver la valeur de la durée du parcours t en prenant pour unité la période T.

Il ne faut pas que t soit trop petit par rapport à T; car l'expérience ne peut conduire à un résultat positif, que si l'action du système de mesure à l'extrémité du parcours diffère notablement de ce qu'elle est à l'origine, si par conséquent au bout du temps t la phase des oscillations a varié d'une manière appréciable. On peut espérer aboutir avec un quart de période. D'après cela, si nous voulons que $t \geqq \frac{1}{4}T$, il faudra, pour qu'on puisse utiliser l'arrangement expérimental, réaliser la condition

$$l \geqq \frac{L}{4} \cdot \frac{v}{V}.$$

Si l'on produit les rayons cathodiques au moyen de décharges de bouteilles de Leyde et en se servant du transformateur de Tesla, on peut abaisser commodément la longueur d'onde L du système électrique à 60^m. Si l'on pose de plus, conformément à mes expériences préliminaires, $v \geqq \frac{1}{10}V$, il faudrait donner au parcours des rayons cathodiques une longueur d'au moins $l = 1^m,5$. Pour $v = \frac{1}{5}V$ il faudrait déjà $l = 3^m$.

Dans le mode ordinaire de production des rayons cathodiques au moyen d'une bobine d'induction, il n'est à vrai dire pas difficile de suivre les rayons cathodiques sur des mètres de longueur, pourvu que l'on prenne la précaution de compenser par des aimants convenablement placés l'effet de déviation du champ magnétique terrestre. Mais les choses se présentent tout différemment pour les oscillations rapides du transformateur de Tesla. D'abord il est nécessaire d'employer des densités gazeuses plus élevées dans le tube à décharges, ce qui entraîne une augmentation de l'absorption; ensuite, et c'est là la chose essentielle, avec les oscillations rapides la marche des rayons cathodiques devient déjà irrégulière à des distances relativement faibles de la cathode, de sorte qu'ils échappent à l'observation. A ce qu'il semble, la distribution régulière des forces électriques qui est nécessaire pour une marche rectiligne ou à faible courbure des rayons cathodiques, ne s'établit que progressivement à l'intérieur du tube à décharges, à partir des électrodes, de sorte que, si les oscillations deviennent rapides, le domaine de la propagation régulière diminue de plus en plus vers la cathode.

Dans mes expériences de l'automne 1896 je n'ai pas réussi à obtenir

des rayons cathodiques de raideur [1] moyenne ($Hr = 200$ à 400) plus loin que 30^{cm} ou 40^{cm} avec une intensité suffisante; le parcours indispensable n'était donc pas atteint à beaucoup près.

Dans ces conditions il paraissait désirable de revenir à une méthode plus générale et de renoncer à confier au système de mesure l'émission même des rayons cathodiques. Il résulte de là une complication : il faut en effet se préoccuper, en plus, d'établir une relation entre l'entrée des rayons cathodiques dans le domaine de mesure et les oscillations du système de mesure. Dans ce but il est nécessaire de soumettre le point pris pour origine, au moyen d'une électrode auxiliaire ou d'un fil traversé par un courant, à des forces électriques ou magnétiques dérivées du système de mesure; on crée ainsi artificiellement la périodicité dans le parcours ultérieur des rayons, qui est nécessaire à la mesure de la vitesse, et qui s'établissait d'elle-même dans le cas le plus simple examiné auparavant, où le système de mesure provoquait lui-même l'émission des rayons.

La véritable difficulté du dispositif réside dans le rapide amortissement des systèmes électriques à ondes suffisamment courtes pour être employés à la mesure de la vitesse. Ceci a pour conséquence, que seuls peuvent entrer en ligne de compte pour la mesure les rayons cathodiques qui sont émis pendant un intervalle de temps extraordinairement petit. Pour une longueur d'onde de 10^{m} par exemple, qui correspond à une période de $\frac{1}{30}$ de microseconde, les dix premières oscillations complètes, qui peuvent encore fort bien être toutes employées si l'arrangement est bon, ne fournissent pour la mesure qu'un intervalle de $\frac{1}{3}$ de microseconde. Pour arriver néanmoins au but, on peut, ou bien songer à déclancher le système de mesure un nombre extrêmement grand de fois par seconde, ou bien essayer de condenser l'émission principale des rayons cathodiques dans le petit intervalle de temps où les oscillations du système de mesure sont suffisamment fortes. Comme la première voie paraissait offrir de trop grandes difficultés expérimentales, j'ai suivi la seconde. J'ai pu employer dans ce sens les décharges directes d'une batterie de bouteilles de Leyde à travers un circuit court, et les courants de Tesla produits par les décharges de la batterie. On pouvait au premier

---

[1] Par *raideur* il faut entendre le produit Hr caractéristique comme on sait de chaque espèce de rayons cathodiques; r représente le rayon de courbure de la trajectoire, H le champ magnétique déviant; il faut désigner d'une manière correspondante l'expression $\frac{1}{Hr}$ par *déviabilité*.

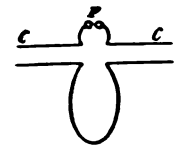
abord trouver délicate la condition, que les deux systèmes servant à la mesure de la vitesse et à l'émission des rayons cathodiques dussent être déclanchés avec une concordance rigoureuse; j'ai pu résoudre la difficulté *en employant l'artifice de déclancher les deux systèmes avec la même étincelle;* pour le reste ceux-ci doivent et peuvent être entièrement indépendants.

On remarquera qu'il s'agit de nouveau, exactement comme dans la méthode simplifiée décrite tout d'abord, d'employer pour la production des rayons cathodiques des systèmes à jeu rapide. On se trouve donc ici aussi limité, pour un système de mesure donné, dans la longueur qu'il est possible de communiquer aux rayons cathodiques, et ici encore la longueur devient d'autant plus petite que le système de mesure vibre plus rapidement. Mais on a toujours, sur la disposition antérieure, le grand avantage, que le système d'émission peut être plus lent que le système de mesure, et, de fait, si l'expérience est montée avec soin, il devient possible sans grande difficulté d'effectuer la mesure de la vitesse.

§ 3. — Disposition des expériences pour la mesure de la vitesse.

J'ai donné au système de mesure des longueurs d'onde comprises entre [illegible]" et [illegible]" environ. Dans la construction il fallait d'abord se préoccuper de rendre les oscillations simples, c'est-à-dire d'éviter les harmoniques. J'ai choisi pour cette raison le dispositif de Lecher, dans lequel deux condensateurs *c*, *c* (*fig.* 1) sont réunis d'un côté

Fig. 1.



par l'étincelle de décharge F, de l'autre métalliquement.

Ensuite il fallait obtenir de très grandes intensités de courant, pour rendre forte l'action sur les rayons cathodiques. Dans ce but on donnait aux condensateurs la plus grande capacité possible, et aux connexions entre eux la plus petite self-induction possible.

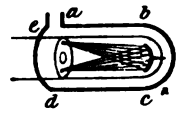
Enfin il était nécessaire de diminuer le plus possible l'amortissement des oscillations, afin d'agrandir le plus possible dans le temps le domaine des mesures. Pour cette raison j'ai utilisé pour la mesure,

non pas l'action électrique sur les rayons cathodiques, qui eût exigé dans le tube de décharge la présence d'électrodes fortement amortissantes appartenant au système de mesure, mais l'action magnétique, pour laquelle il suffit d'amener au voisinage du tube de décharge les fils qui transportent le courant du système de mesure.

Le tube de décharge renfermait une cathode concave (K, *fig.* 2); les décharges étaient réglées de telle sorte que les rayons cathodiques formassent un cône délié à pointe assez fine, comme cela est indiqué dans la figure schématique 2. Le trajet des rayons à l'intérieur du tube était rendu apparent par l'illumination du gaz : aussi était-il visible au moins jusqu'à la pointe et même un peu plus loin.

Fig. 2.

Fig. 3.



Près de la pointe du cône de rayons le tube portait un diaphragme métallique B_1 muni d'une petite ouverture correspondant à la pointe. A une distance variable après B_1 était disposé un second diaphragme B_2 muni d'une fente, et, quelques centimètres derrière celui-ci, une lamelle de verre G perpendiculaire à la fente. Les rayons cathodiques qui ont traversé B_1 et B_2 formaient sur G une tache fluorescente verte.

Pour exercer au moyen du système de mesure une action magnétique sur les rayons cathodiques, et pour fixer ainsi tout d'abord le point de départ du parcours à mesurer, un fil réunissant les condensateurs *c* (*fig.* 1) était placé auprès du tube, comme la figure 3 le montre clairement en *abcde*.

La portion *abcd* est plane et située dans une section passant par l'axe du tube. Pour rendre la représentation plus commode, nous admettrons que cette section est horizontale. Les courants alternatifs, que le système de mesure envoie à travers *abcd*, produisent alors un champ magnétique alternatif, dont les lignes de force traversent verticalement le plan méridien horizontal du tube; les déviations du faisceau de rayons se produisent donc dans le plan horizontal. En recourbant *abcd* de plus en plus près du tube, et augmentant ainsi progressivement l'action, on remarque d'abord que la pointe s'étale dans le plan horizontal. Si l'action est plus forte et si le réglage de tout l'appareil est convenable, le faisceau semble se diviser en deux,

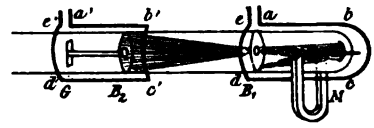
comme l'indique la figure 3. La séparation n'est qu'une apparence, qui s'explique facilement, si l'on considère que le faisceau oscillant traverse la position centrale avec une vitesse assez grande, et ne subit aux extrémités pendant des temps relativement longs que des déplacements faibles. La division fait voir clairement que les rayons cathodiques ne sont en somme émis que pendant que le système de mesure vibre énergiquement, et que, pendant ce temps, l'amplitude des vibrations ne diminue pas beaucoup. Si l'émission des rayons a lieu pendant une période plus longue, l'espace entre les positions limites de la pointe paraît aussi rempli d'une lumière intense; si enfin une grande partie des rayons est émise quand le système de mesure est déjà sans action, on aperçoit au milieu un faisceau de rayons non dévié et fortement lumineux, et latéralement les portions déviées plus faiblement lumineuses. Ces dernières disparaissent aussitôt que le système de mesure est mis hors d'action. Comme les rayons cathodiques non déviés sont inutilisables et gênants pour la mesure, il faut chercher à les éviter le plus possible en disposant convenablement le système qui fournit les rayons.

Imaginons autour du tube de la figure 2 le fil *abcd* en place. La lamelle de verre G n'est atteinte que par les rayons non déviés. Par suite du mode spécial de mouvement du faisceau oscillant décrit ci-dessus, ces rayons restent peu nombreux, aussi longtemps que le système de mesure agit avec intensité. Dans le cas particulièrement favorable, où il n'y a pas de rayons cathodiques inutiles et où le faisceau paraît divisé, ceci se manifeste aux yeux par le fait que la lame de verre G devient obscure. Comme l'effet du système de mesure doit être observé non seulement au début, mais à la fin du parcours des rayons cathodiques, notre arrangement est d'après cela insuffisant.

Pour l'améliorer, nous plaçons auprès du tube entre K et B_1 un petit aimant en fer à cheval M (*fig.* 4 et 5). Si, comme on l'a supposé

Fig. 4.

Fig. 5.



dans la figure 4, le système de mesure n'agit pas, la pointe du faisceau des rayons n'atteint plus maintenant l'ouverture de B, la tache lumineuse sur G s'éteint. Si l'on met alors en action le système de me-

sure (*fig.* 5), et si M est convenablement placé, les rayons déviés par *abcd* en sens inverse de M traversent B_1 et B_2 et illuminent G. Ainsi est réalisé un arrangement qui est utilisable de la manière la plus commode pour mes mesures de vitesse.

Pour connaître l'époque de l'arrivée des rayons en B_2, G, on place auprès du tube en B_2 et en G un nouveau fil $a'b'c'd'e'$ appartenant au système de mesure et disposé de la même manière que *abcde*, et l'on observe son effet sur la position de la tache luminescente sur G, par exemple en l'approchant et en l'éloignant tour à tour du tube.

Nous admettrons que la disposition est telle que les courants alternatifs dans $a'b'c'd'$ soient toujours en accord avec ceux de *abcd*. Il est alors évident que, si la vitesse était infiniment grande pour notre disposition expérimentale, l'effet de $a'b'c'd'$ serait le même que celui de *abcd*. Dans le cas représenté sur la figure 5 la tache sur G devrait donc se mouvoir sous l'influence de $a'b'c'd'$ du côté de $a'b'$. *Un écart d'avec ces prévisions montrerait que la vitesse reste dans les limites accessibles à notre disposition expérimentale.*

Dans mes observations, B_2, G et $a'b'c'd'$ étaient mobiles, et les résultats furent les suivants :

Si $a'b'c'd'$ et B_2, G étaient très voisins de *abcd*, $a'b'c'd'$ produisait la même déviation que *abcd*. Si l'on retournait l'aimant M, le déplacement de la tache phosphorescente sur G changeait de sens en même temps.

Pour un certain éloignement plus grand du système (B_2, G, $a'b'c'd'$) la tache était étalée en largeur des deux côtés également ou bien divisée en deux parties; ce phénomène ne changeait pas par retournement de M. *On pouvait en conclure que les rayons cathodiques parcouraient alors la distance de abcd à $a'b'c'd'$ pendant le temps où le système de mesure accomplissait un quart d'oscillation complète :* les rayons cathodiques qui avaient passé en *abcd* au moment de l'intensité maximum du courant, arrivaient en $a'b'c'd'$ au moment du changement de sens du courant. Le fait d'un élargissement de la tache luminescente ou même d'une division de celle-ci provient du mode particulier d'oscillations pendulaires du faisceau dont on a déjà parlé. En raison de ce mode d'oscillation, les rayons traversent B_1 pendant un temps relativement long, pendant un temps qui, dans mes expériences, pouvait être évalué le plus souvent à environ un quart de la période du système de mesure.

Suivant que l'on déplaçait le système depuis le point neutre dans un sens ou dans l'autre, la déviation l'emportait d'un côté ou de

l'autre. *En augmentant l'éloignement, on arrivait de nouveau finalement à produire la déviation tout entière d'un seul côté, mais dans le sens opposé à celui de abcd.* A ce moment le retournement de l'aimant M entraînait de nouveau l'inversion de la déviation. *Les rayons cathodiques trouvaient alors en $a'b'c'd'$ la phase opposée à celle qui existait en abcd.*

Pour poursuivre aussi loin l'expérience avec l'arrangement très simple que l'on a décrit, il fallait beaucoup de précautions et une étude des plus soignées de toutes les conditions expérimentales. Autrement l'intensité des rayons cathodiques arrivant en G et intervenant dans les observations devenait trop faible pour qu'on pût les mettre en évidence nettement au milieu de la lumière étrangère inévitable. Les phénomènes deviennent beaucoup plus intenses et vraiment très faciles à observer, si l'on s'aide de forces magnétiques pour diminuer le plus possible la dispersion des rayons entre B_1 et B_2. Dans ce but, j'entourais le tube de verre entre B_1 et B_2 d'une spirale de fil, dans laquelle on envoyait un fort courant électrique. Le champ magnétique à lignes de force parallèles à l'axe du tube qui est produit à l'intérieur du tube de décharge, oblige alors les rayons peu inclinés sur l'axe à traverser le tube en spirales très allongées; et une grande partie des rayons parvient en B_2 qui aurait sans cela atteint la paroi de verre. Le petit accroissement du parcours n'entre pas en ligne de compte, à cause de la nature toujours assez grossière des expériences.

En se servant de la spirale auxiliaire et en étudiant de nouveau avec le plus grand soin les conditions de l'expérience, on réussit, à une distance de K *de* 1^m *environ, à atteindre et à dépasser nettement le second des points neutres prévus par la théorie.*

Avant d'aborder dans le paragraphe suivant la description détaillée des appareils employés, on va dire encore quelques mots de la disposition générale des deux systèmes électriques et de leur connexion.

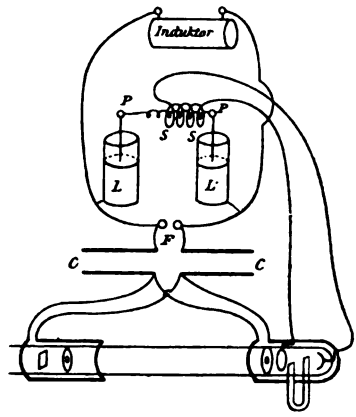
Comme il faut s'efforcer de donner au système de mesure une self-induction aussi petite que possible, il ne serait pas pratique d'intercaler les fils *abcde* et $a'b'c'd'e'$ l'un derrière l'autre sur la même ligne entre les condensateurs *c*. Il vaut mieux employer deux lignes séparées, disposées en parallèle. Dans mon cas celles-ci étaient construites presque pareilles et placées symétriquement par rapport à l'étincelle.

Pour le second système électrique j'ai employé dans les deux cas, dans l'application des courants de Tesla comme dans celle des

décharges directes de batteries, une disposition correspondant à la figure 1.

Pour le cas des courants de Tesla le *schéma complet de l'expérience* est alors représenté par la figure 6. Dans cette figure L et L'

Fig. 6.



sont deux bouteilles de Leyde isolées, dont les armatures extérieures sont séparées par la distance explosive F, et les armatures intérieures par la bobine primaire PP du transformateur de Tesla. De la bobine secondaire SS du transformateur des fils conduisent aux électrodes du tube à décharges. Si l'on emploie les décharges directes, on laisse SS de côté, et l'on amène l'électricité aux électrodes du tube à décharges, par des fils qui partent de la ligne de réunion des armatures intérieures, des deux côtés de la spirale PP qui y est insérée. Il n'est pas pratique d'enlever cette spirale et de réunir les armatures intérieures des bouteilles de Leyde par le tube à décharges seul : dans ce cas, en effet, lors de la charge de la batterie avant l'étincelle et lors de la décharge après l'étincelle, le tube est traversé par une trop grande quantité d'électricité inutilisable pour la mesure, et le phénomène important est ainsi par trop masqué.

Avec l'arrangement choisi il se produit des oscillations dans le système qui fournit les rayons cathodiques. Chose remarquable, je n'ai le plus souvent obtenu les rayons cathodiques groupés en cône qui sont nécessaires à l'expérience, que lorsque c'était non pas la première oscillation produite par l'étincelle, mais la seconde, qui amenait de l'électricité négative à la cathode concave K. L'action du fil *abcd* montrait alors que cette seconde oscillation restait aussi

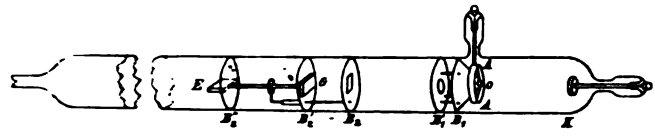
la seule pour laquelle le faisceau conique se produisît. Tout se passe donc comme si le tube avait besoin d'une certaine préparation, avant que les rayons cathodiques ne s'y développent de la manière régulière utilisée ici, et comme si bientôt les conditions nécessaires cessaient à nouveau d'être réalisées.

§ 4. — Appareils pour la mesure de la vitesse.

Le *tube de décharge* pour les expériences définitives a reçu la disposition suivante :

Un tube de verre d'environ 40^{mm} de diamètre porte, à une extrémité que j'appelle la *tête*, tout d'abord l'électrode concave K d'envi-

Fig. 7.



ron 20^{mm} de diamètre, 2^{mm} d'épaisseur et à peu près 10^{cm} de rayon de courbure. Par frottement sur un verre de lunette, il était facile d'obtenir la forme voulue avec l'exactitude requise ici.

L'ouverture de 4^{mm} O pratiquée dans le diaphragme B_1 est éloignée de K de 8^{cm} et se trouve à l'endroit où le faisceau de rayons cathodiques montre son plus grand rétrécissement. Celui-ci se produit avant le point de convergence des normales géométriques, qui est à 10^{cm} de K : ce fait s'explique complètement par le calcul, en vertu de l'action magnétique du courant très considérable qui traverse le tube pendant la formation des rayons cathodiques. On peut facilement se faire une idée de son intensité, en étudiant l'action magnétique du fil qui l'amène en K sur le faisceau cathodique, et en la comparant avec l'effet de forces magnétiques connues. Dans mes expériences, j'ai trouvé des valeurs allant de 20 à 40 ampères.

Comme l'anode exerçait une influence perturbatrice sur le développement et la propagation des rayons cathodiques, je lui ai donné la forme d'un anneau A A et je l'ai placée dans le plan de O. Pour rendre ceci possible, le diaphragme B_2 dut recevoir la forme d'un cône. L'anneau B'_1 réuni à B_1 a seulement pour but de donner à B_1 une position bien assurée.

Sitôt que les électrodes viennent trop près de la paroi du verre, il

se forme pendant le passage de l'électricité dans l'espace interposé des points brillants, d'où partent des décharges spéciales fortement perturbatrices. On a pris soin, pour cette raison, qu'il restât de toutes parts autour des électrodes un espace libre de quelques millimètres.

Comme matière pour les électrodes, j'ai pris de l'aluminium; comme matière pour les diaphragmes, du laiton. Il n'est pas avantageux d'exposer de suite les électrodes neuves aux décharges puissantes employées dans les expériences; dans ce cas, en effet, certains points deviennent généralement privilégiés, car la décharge part d'eux principalement et sous une forme inutilisable. Il est recommandable, au contraire, d'envoyer d'abord pendant un certain temps à travers le tube les décharges directes d'une bobine d'induction.

Au delà de B_1 se trouve dans le tube un système aisément déplaçable de trois plaques de laiton B_2, B'_2, B''_2. Au milieu de B_2 se trouve un trou rectangulaire de 4^{mm} sur 7^{mm}; B'_2 porte perpendiculairement à la grande dimension de l'ouverture de B_2 une lame G en verre de Thüringe, fabriquée par aplatissement d'un petit tube ou d'une petite baguette; B''_2 porte une petite tige plate en fer E. B'_2 et B''_2 sont rendus solidaires par un fil de laiton; un fil parti de B_2 traverse librement un petit tube soudé à B'_2, qui sert à le guider et forme une boucle large autour du fil de réunion de B'_2 et B''_2; de sorte que B_2 peut être déplacé par rapport au système B'_2, B''_2 sans tourner sensiblement. Au moyen d'un petit électro-aimant on peut, grâce à la petite pièce de fer en B''_2, mouvoir le système du dehors, et l'on arrive ainsi aisément à amener B_2 à une place quelconque et G à la distance voulue en arrière.

Dans mes expériences, le tube à décharges restait en permanence en communication avec la pompe à mercure par l'intermédiaire d'une canalisation en verre, il reposait en B'_1 sur un support de caoutchouc durci, auquel il était attaché pour plus de sûreté, et il n'était porté pour le reste que par la canalisation en verre, soutenue de son côté dans un support et par un cordon de ficelle. Ce dernier était accroché à un fléau de balance très primitif et supportait la charge du tube d'un côté de la canalisation en verre.

Pour relier le tube à la canalisation en verre, j'employais au début la cire à cacheter; lorsque plus tard, en hiver, par suite du retour incessant des fuites causées par les chutes de température trop considérables dans la salle, j'eus manqué quelques expériences, je n'employai plus que la soudure directe de tubes de verre, qui est très facile à réaliser avec un bon bec Bunsen.

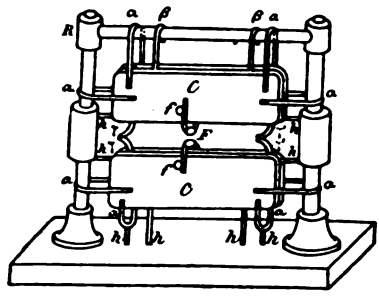
Pour *le remplissage du tube* on a toujours pris de l'hydrogène qui, à cause de l'absorption assez faible qu'il exerce sur les rayons cathodiques, se montra d'un emploi bien plus favorable que les autres gaz. La pression variait de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{2}$ millimètre.

La *spirale magnétisante* destinée à rassembler les rayons cathodiques au delà de B_1 était formée d'un assemblage de diverses parties séparées. Pour le tube de décharge décrit ci-dessus, chaque partie se composait d'un morceau de tube de laiton de 10^{cm} de long et d'environ 55^{mm} de diamètre, à bords relevés, sur lequel était enroulé en trois couches un fil de cuivre de $0^{mm},8$ d'épaisseur à gaine de coton. Les diverses parties entouraient le tube à décharge, sans le toucher, et reposaient sur une planche en bois placée sous le tube à décharges, sur laquelle on pouvait les déplacer à volonté.

J'utilisais pour la spirale des courants de 2 à 4 ampères, d'où résultaient dans l'intérieur des champs magnétiques de 60 à 120 unités.

Le *système de mesure* esquissé schématiquement dans les figures 1 et 6 était formé par l'assemblage de deux condensateurs à air. Dans le système employé pour les expériences définitives, qui est représenté sur la figure 8, chacun des condensateurs se composait de trois

Fig. 8.



plateaux plans de laiton de 3^{mm} d'épaisseur, 15^{cm} de hauteur et 50^{cm} de largeur, disposés parallèlement et verticalement, et dont les arêtes et les sommets étaient arrondis. Les deux plateaux extérieurs, réunis entre eux par les étriers de laiton α et f, forment ensemble l'une des armatures, le troisième plateau, placé dans l'intervalle des autres, forme la seconde. Les plaques sont soutenues par le socle en bois de tout le système et par le cadre R formé de tubes de verre et de bois paraffiné, par l'intermédiaire des étriers α, dont deux s'appuient sur des petites tiges de caoutchouc durci h, tandis que les autres s'ac-

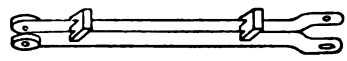
crochent simplement aux tubes de verre du cadre. Les plateaux intérieurs sont soutenus par des crochets métalliques β et de petites tiges de caoutchouc durci h.

Les étriers de connexion f ont, au-dessous des vis de serrage, des encoches qui permettent de les déplacer un peu vers le haut ou vers le bas. De cette manière, on a un jeu de quelques millimètres pour régler la longueur de l'étincelle de rupture, qui jaillit entre deux morceaux de zinc arrondis encastrés dans les étriers f. J'ai donné, en général, à l'étincelle une longueur de 7^{mm} environ. Du côté qui, sur la figure, est caché au lecteur, c'est-à-dire en *arrière,* les étriers f portent des vis de serrage pour les fils de jonction qui conduisent au système électrique producteur des rayons cathodiques.

La distance qui sépare les plateaux était, en général, de 1^{cm}; dans les expériences faites sur des longueurs d'onde particulièrement courtes ($6^{m},5$), où l'on a réussi à dépasser le deuxième point neutre, la distance était élevée à 2^{cm} par flexion des crochets α.

De chacun des deux plateaux intérieurs partent, vers l'intérieur et en avant, deux bandes métalliques γ, γ' larges d'environ 20^{mm}. Les bandes opposées γ, γ et γ', γ' deviennent finalement parallèles l'une à l'autre, et portent en cet endroit des trous taraudés, dans lesquels sont fixés les conducteurs mobiles conduisant aux fils *abcde* et $a'b'c'd'e'$. Ces conducteurs se composent chacun d'un ou de deux éléments de la forme représentée sur la figure 9 : deux bandes de

Fig. 9.



cuivre de 20^{mm} de large, un peu recourbées et écartées à une extrémité, et portant à l'autre extrémité des disques de laiton soudés et munis de trous taraudés, sont maintenues à une distance d'environ 7^{mm} par des fiches d'ébonite solidement enfoncées. En γ, γ ou en γ', γ', on visse l'extrémité élargie du premier élément qui peut être le seul; l'autre extrémité porte alors soit l'élément suivant, soit le fil *abcde* ou $a'b'c'd'e'$. On reconnaîtra que cette construction procure, outre la facilité du déplacement, une self-induction presque constante et très faible.

Comme *système d'émission des rayons cathodiques* j'ai employé deux bouteilles de Leyde en flint isolées sur paraffine ou sur verre, de 40^{cm} de haut, 13^{cm} de large et 2^{mm} d'épaisseur et dont les arma-

tures de papier d'étain avaient environ 13^{dm^2}. Pour avoir partout des contacts sûrs, les armatures furent munies chacune d'un anneau de laiton de 2^{cm} de large, entouré de papier d'étain et faisant ressort. Pour les armatures extérieures, les anneaux sont d'*un seul* morceau et exercent par eux-mêmes la force élastique nécessaire; pour les armatures intérieures chaque anneau est formé par l'assemblage de quatre morceaux séparés, qui sont fortement appuyés contre la bouteille par quatre fils formant ressort, et issus d'une vis de serrage extérieure à la bouteille.

Des anneaux extérieurs deux fils de cuivre épais de 2^{mm} et longs de 60^{cm} se rendent à l'étincelle (*fig.* 6) ou aux étriers *f* du système CC (*fig.* 8). Pour les expériences avec des longueurs d'onde très courtes, chacune des connexions est faite par plusieurs fils parallèles (jusqu'à six), afin de diminuer le plus possible la self-induction. Les fils de communication avec la bobine d'induction (*fig.* 6) peuvent être fixés n'importe où aux anneaux extérieurs des bouteilles de Leyde, ou être accrochés aux fils qui s'y rattachent.

La spirale PP (*fig.* 6) était formée de fil de cuivre de 2^{mm} d'épaisseur, et assujettie par ses extrémités rectilignes dans les vis de serrage des armatures intérieures de L, L'. La longueur totale du morceau de fil employé était en général de 1^{m}, le diamètre des spires de 3^{cm}, leur nombre de dix, la longueur de la spirale même de 5^{cm}; cependant il pouvait y avoir des changements notables. Pour les expériences avec de très courtes longueurs d'onde on ne prenait que 5 spires formant une spirale de 3^{cm} de longueur. Si l'on employait les courants de Tesla, on passait par-dessus la spirale un tube de verre s'adaptant étroitement sur elle et épais de 2^{mm}; ce tube portait la spirale secondaire SS du transformateur. Celle-ci avait une longueur à peu près égale à celle de la spirale primaire; elle se composait de spires rapprochées d'un fil de cuivre ordinaire de $0^{mm},8$ d'épaisseur, recouvert de coton, et plongé dans la paraffine pour améliorer l'isolement. Il arrivait parfois que le tube de verre de la spirale secondaire fût percé; en pareil cas, il suffit le plus souvent de boucher les trous avec de la cire.

La *bobine d'induction,* provenant de la maison Max Kohl, à Chemnitz, donne nominalement une étincelle de 30^{cm}. J'ai employé un *interrupteur rotatif à mercure* de la même maison et ai réglé la vitesse à 15 ou 20 interruptions par seconde. La bobine consommait alors environ un courant de 6 ampères.

Pour terminer nous allons encore dire quelques mots sur la *disposition générale des appareils.*

Le tube à décharges était fixé au voisinage du bord antérieur de la table d'expérience, et parallèlement à ce bord; il était horizontal et à 30^{cm} au-dessus de la table. Au-dessous se trouvaient, à portée de la main de l'observateur, la résistance de réglage de la bobine et l'interrupteur commandant la spirale magnétisante. En arrière, à une distance de 20^{cm} environ, étaient disposés les deux systèmes électriques : auprès de la *tête* du tube à décharges le système émettant les rayons cathodiques, à côté le système de mesure représenté sur la figure 8. La position du dernier devait être choisie de telle sorte que sa ligne médiane passant par F tombât à la même hauteur que l'axe du tube à décharges, car les bras que l'on pouvait fixer à γ, γ et à γ', γ n'étaient mobiles essentiellement que dans un plan horizontal. La bobine d'induction et son interrupteur étaient placés à plusieurs mètres de distance du tube à décharges sur une table spéciale, afin d'éviter les perturbations magnétiques.

§ 5. — Mesure de la déviation magnétique.

On verra par l'exposé du prochain paragraphe, que les appareils décrits ci-dessus fournissent, pour la vitesse v des rayons cathodiques, des valeurs qui se rangent au-dessous de la vitesse V de la lumière, ce qui nous confirme dans l'hypothèse de l'émission. Pour utiliser les mesures dans cette hypothèse, il faut connaître α, c'est-à-dire la masse moléculaire d'un électron de charge électrique porté par les particules en mouvement. La théorie donne pour le cas de la déviation magnétique

$$\alpha \frac{v}{V} = 3,1073.10^{-7}(rH), \qquad \alpha v = 0,965.10^{4}(rH)$$

et pour celui de la déviation électrostatique

$$\alpha \left(\frac{v}{V}\right)^2 = 1,073.10^{-9}(rR), \qquad \alpha v^2 = 0,965.10^{12}(rR);$$

r représente le rayon de courbure, H la force magnétique déviante, R la force électrique en volts-centimètres. On a pris 16 pour masse d'un atome d'oxygène, et l'on admet que 1 coulomb, c'est-à-dire $\frac{1}{10}$V unités électrostatiques d'électricité, libère dans l'électrolyse $0,8288.10^{-4}$ gramme d'oxygène; il résulte de là

$$\alpha = \frac{m}{e} 0,9653.10^{4} V,$$

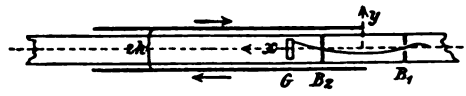
en appelant m la masse et e la charge des particules mesurée électrostatiquement.

D'après ces formules, on peut calculer α quand on connaît, outre la vitesse v, la raideur magnétique rH ou la raideur électrique rR. J'ai choisi la mesure de beaucoup la plus commode de la raideur magnétique.

Comme il ne semblait pas impossible que la vitesse et, par suite, la déviabilité des rayons cathodiques variât depuis la cathode jusqu'au diaphragme B_1, j'ai considéré comme utile de ne déterminer la déviation qu'au delà de B_1, et j'ai employé pour cela la méthode suivante, qui, par des calculs relativement simples, fournit des relations tout à fait commodes.

De la manière indiquée clairement sur la figure 10, on faisait

Fig. 10.



passer un courant électrique dans des fils droits, parallèles et disposés le long du tube à décharges et de chaque côté. On s'arrangeait de manière que ces fils seuls jouassent un rôle dans la déviation magnétique. Les rayons se courbaient comme la figure le montre en exagérant. Au moyen d'une division, découpée en forme de scie dans du clinquant, et qui recouvrait en partie la lamelle de verre, on mesurait sur cette lamelle G le déplacement de l'ombre d'un fil tendu à travers l'ouverture du diaphragme B_1. Pour connaître l'intensité du courant, on se servait d'ampèremètres soigneusement étalonnés.

Dans les expériences on utilisait toujours des intensités telles que les rayons arrivant en G fussent très peu courbés. On peut donc écrire pour la trajectoire

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{H}{S},$$

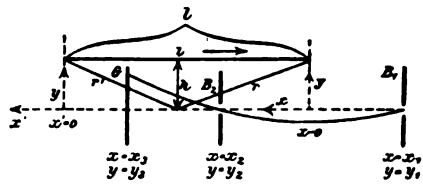
en désignant par S la raideur magnétique des rayons et H l'intensité du champ sur la droite qui joint B_1 et B_2.

H résulte de l'action combinée des deux fils. Nous pouvons pour le calcul, conformément à la figure 11, admettre qu'il n'y a qu'un seul fil, si nous le plaçons à une distance moitié moindre de la droite $y = 0$ que les fils réels, et si nous lui attribuons la somme des intensités traversant ceux-ci. Si cette somme est i, on a, d'après la loi

de Biot et Savart,

$$H = \frac{i}{h}\left[\left(1+\frac{x}{r}\right)-\left(1+\frac{x'}{r'}\right)\right],$$

Fig. 11.



où les distances r et r' (contrairement à x) doivent toujours être comptées positivement. D'après cela :

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{i}{hS}\left[\left(1+\frac{\xi}{\rho}\right)-\left(1+\frac{\xi'}{\rho'}\right)\right],$$

en posant

$$\xi = \frac{x}{h}, \qquad \rho = \frac{r}{h}, \qquad \xi' = \frac{x'}{h}, \qquad \rho' = \frac{r'}{h}.$$

Par intégration, il vient

$$\frac{dy}{dx} = \frac{i}{S}[(\xi+\rho)-(\xi'+\rho')]+c,$$

et puis

$$y = \frac{ih}{2S}(Y-Y')+ch\xi+C,$$

où l'on a posé

$$Y = (\rho+\xi)\xi + \log\operatorname{nat}(\rho+\xi),$$
$$Y' = (\rho'+\xi')\xi' + \log\operatorname{nat}(\rho'+\xi').$$

Des deux constantes d'intégration c et C, c désigne la valeur supposée de $\frac{dy}{dx}$ pour $\xi = -\infty$, $x = -\infty$ et est déterminée par la condition que y_1 doit être égal à y_2; il suit de là que

$$c = -\frac{i}{2S}\,\frac{Y_2 - Y_1 - (Y'_2 - Y'_1)}{\xi_2 - \xi_1}.$$

La constante C peut être éliminée au moyen de la condition $y_2 = 0$. On trouve alors pour la raideur magnétique cherchée

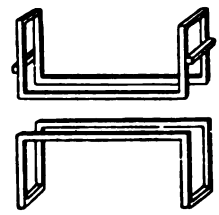
$$S = \frac{ih}{2y_3}\left\{[(Y_3 - Y_2)-(Y'_3 - Y'_2)] - \frac{\xi_3-\xi_2}{\xi_2-\xi_1}[(Y_2 - Y_1)-(Y'_2 - Y'_1)]\right\}.$$

Si les fils sont passablement longs de sorte que x_2 soit en outre plusieurs fois plus grand que h, il suffit entièrement de poser, par approximation,

$$Y'_3 - Y'_2 = 2\frac{x'_2 - x'_3}{x'_2 + x'_3}, \qquad Y'_2 - Y'_1 = 2\frac{x'_1 - x_2}{x'_1 + x_2}.$$

Dans mes expériences on s'est servi, pour supports des fils conduisant le courant i, de deux cadres de bois que l'on pouvait assembler au moyen de chevilles (cf. *fig.* 12), et sur les faces internes desquels

Fig. 12.



deux fils couraient l'un auprès de l'autre. De cette manière le courant passait de chaque côté du tube en tout quatre fois. Si J est le courant en ampères qui traverse chaque fil, on trouve d'après cela, pour l'intensité du courant i à calculer en unités C.G.S.,

$$i = \frac{8}{10}\mathrm{J}.$$

h était égal à 3^{m}, l, la longueur de la portion de courant, à 40^{cm}. L'erreur provenant des portions de fil négligées ici se montait, d'après le calcul, à moins de 1 pour 100, et pouvait, par suite, être négligée.

§ 6. — Les expériences.

En diminuant progressivement la pression de l'hydrogène dans le tube à décharges, le faisceau conique de rayons cathodiques apparaissait déjà quand la pression était tombée à 4^{mm} environ. Pourtant à ce moment les rayons ne possédaient pas encore l'énergie suffisante pour provoquer d'une manière sensible la luminescence du verre; ils étaient donc encore inutilisables pour l'expérience. Ils ne devenaient utilisables que pour une pression de $\frac{1}{2}$ millimètre environ; pour une pression d'environ $\frac{1}{10}$ de millimètre le faisceau commençait à perdre sa pointe nette, de sorte que l'observation était bientôt rendue impos-

sible. La raideur magnétique ($S = Hr$) variait, dans le domaine utilisable, de 200 à 450 à peu près. Quand on restait dans ces limites, il était facile, avec le second fil ($a'b'c'd'$), d'atteindre des distances pour lesquelles son action était opposée à celle du fil ($abcd$); en d'autres termes on pouvait aisément atteindre et dépasser de beaucoup le premier point d'inversion. On trouvait, en accord complet avec la théorie de l'émission, que le point d'inversion reculait d'autant plus loin que la raideur magnétique croissait davantage. De même la position du second point d'inversion, autant qu'on pouvait la déterminer, correspondait exactement à la théorie, car sa distance à l'origine du domaine de mesure était trois fois plus grande que pour le premier point d'inversion.

Pour les calculs on n'employait que le premier point d'inversion, de beaucoup le plus sûr à déterminer. Si λ représente sa distance à l'origine du domaine de mesure, L comme précédemment la longueur d'onde du système de mesure, la formule

$$\frac{v}{V} = \frac{4\lambda}{L}$$

donne la vitesse v en fonction de la vitesse de la lumière V. L était déterminé à la manière usuelle au moyen de la résonance de fils.

Le rapport de la charge électrique e des particules à leur masse m est donné par

$$\frac{e}{m} = \frac{V^2}{S}\frac{v}{V} \qquad \text{ou} \qquad \frac{e}{m} = \frac{V}{S}\frac{v}{V},$$

suivant que e est mesuré en unités électrostatiques ou électromagnétiques. Il s'ensuit que α est donné par

$$\alpha = \frac{m}{e}\, 0{,}9653.10^{4}\, V;$$

on peut aussi le calculer directement (*cf.* § 5) par la formule

$$\alpha = 3{,}22.10^{-7}\,\frac{S}{\frac{v}{V}}.$$

Dans l'évaluation de λ, on rencontre la cause perturbatrice suivante : à cause du mouvement ralenti du faisceau de rayons oscillants dans ses positions extrêmes, il passe des rayons cathodiques à travers le diaphragme B_1 pendant un temps relativement long. Par suite on observe avec le système $a'b'c'd'$, B_2, G, déjà bien avant le premier

point d'inversion, outre les rayons qui sont encore déviés dans le même sens que par *abcd*, des rayons qui ne sont pas déviés du tout, ou qui sont déjà déviés en sens opposé. Et il en est de même après le point d'inversion. Il devient dès lors difficile d'apprécier exactement la position du point d'inversion, et l'on s'expose facilement au danger de commettre une erreur systématique, qui, dans toutes les séries d'observations, ferait paraître λ uniformément trop grand ou trop petit. L'étendue nécessairement très notable des systèmes K, B_1, *abcd* et B_2, G, $a'b'c'd'$, qui provoque aussi de son côté une incertitude dans l'évaluation de λ, n'a en proportion que peu d'influence. En prenant comme origine de la distance à mesurer un point situé en avant de K, au tiers de la distance KB_1, et comme extrémité le diaphragme B_2, situé au milieu du fil $a'b'c'd'$, j'ai sans doute tenu un compte suffisant des choses à ce dernier point de vue.

A cause des erreurs systématiques à craindre, je ne veux pas accumuler ici les résultats expérimentaux, mais me borner à citer deux séries d'observations, qui me paraissent particulièrement dignes de confiance.

La distance des plateaux des condensateurs était d'environ 1^{cm}; pour chacune des connexions on n'employait qu'un seul des éléments représentés sur la figure 9. Pour la série I, les fils déviants correspondaient exactement à la figure 6, pour la série II, ils étaient ramenés deux fois de la manière indiquée autour du tube, de sorte que l'action sur les rayons cathodiques était doublée. L'accroissement de la self-induction des fils pour II entraînait un accroissement de longueur d'onde du système de mesure, qui devenait $L = 1140^{cm}$ au lieu de $L = 940^{cm}$ pour I.

Après réglage de la presssion du gaz avec l'aide de la trompe, on observait dans chaque mesure la raideur magnétique S, puis la vitesse v, puis de nouveau la raideur magnétique S. Sur la détermination de S on a dit le nécessaire dans le paragraphe précédent. Pour la détermination de v et de λ, la distance à mesurer l recevait successivement des valeurs différentes, et l'on concluait à chaque fois de l'action du fil $a'b'c'd'$, si et de combien l'extrémité de la distance à mesurer était en avant ou en arrière du point d'inversion primitif, c'est-à-dire si, et de combien, l était plus petit ou plus grand que λ.

Des Tableaux ci-joints, le Tableau I renferme les données directes des expériences; dans le Tableau II sont rassemblés les résultats; on a pris pour la raideur magnétique la moyenne arithmétique des deux valeurs observées.

La pression du gaz était, pour les premières expériences de chaque série, comprise entre $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{3}$ de millimètre; pour les dernières environ $\frac{1}{10}$ de millimètre.

D'après les observations, les expressions

$$\alpha = \frac{1}{1300},$$

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{électrostatique}} = 3,77.10^{17}, \qquad \left(\frac{e}{m}\right)_{\text{électromagnétique}} = 1,27.10^{7},$$

représentent les valeurs les plus vraisemblables, pour le poids atomique α d'un électron rapporté à $O = 16$, et pour le rapport $\frac{e}{m}$ de la charge en unités électrostatiques ou électromagnétiques à la masse en grammes. Si l'on veut tenir compte des erreurs d'observation systématiques à craindre, les valeurs

$$\frac{1}{1600} \quad \text{et} \quad \frac{1}{1050}$$

pour α doivent être encore considérées comme parfaitement possibles. Les valeurs

$$\frac{1}{1400} \quad \text{et} \quad \frac{1}{900}$$

sont au contraire déjà très invraisemblables. Les valeurs corrélatives de $\frac{e}{m}$ en unités électrostatiques ou électromagnétiques sont

$$4,64.10^{17} \quad \text{et} \quad 3,04.10^{17},$$
$$1,55.10^{7} \quad \text{et} \quad 1,01.10^{7},$$

que l'on doit considérer comme des valeurs fort possibles, tandis que

$$5,51.10^{17} \quad \text{et} \quad 2,61.10^{17},$$
$$1,84.10^{7} \quad \text{et} \quad 0,87.10^{7}$$

sont, au contraire, des valeurs très invraisemblables.

Tableau I.

I. — L = 940^{cm}, h = 3^{cm}.

Détermination de la raideur magnétique.

	J.	x_1.	x_2.	x_3.	y_3.	S.
	amp	cm	cm	cm	cm	
Avant.....	3,0	—14,5	+6,4	+12,7	0,30	278
Après.....	6,4	—13,5	+5,0	+10,0	0,40	281
Avant.....	6,4	—13,5	+5,0	+10,0	0,30	374
Après.....	6,3	—14,0	+6,0	+12,1	0,46	349
Avant.....	6,3	—14,0	+6,0	+12,1	0,40	402
Après.....	6,3	—15,9	+7,0	+13,8	0,47	439

Détermination du premier point d'inversion U_1.

	l.				λ.
	cm	cm	cm	cm	
Position.....	21	31	41	"	31
Observation.	av. U_1	i.	arr. U_1	"	
Position.....	21	31	41	51	36
Observation.	n. av. U_1	av. U_1	arr. U_1	n. arr. U_1	
Position.....	"	32	42	52	39
Observation.	"	av. U_1	p. arr. U_1	arr. U_1	

II. — L = 1140^{cm}, h = 3^{cm}.

Détermination de la raideur magnétique.

	J.	x_1.	x_2.	x_3.	y_3.	S.
	amp	cm	cm	cm	cm	
Avant.....	4,9	—13,0	+6,3	+12,5	0,40	326
Après.....	4,9	—13,0	+6,8	+13,2	0,435	326
Avant.....	4,9	—13,0	+6,8	+13,2	0,38	373
Après.....	4,9	—12,5	+6,8	+13,1	0,39	354
Avant.....	6,5	—12,5	+6,8	+13,1	0,46	398
Après.....	6,5	—12,5	+6,8	+13,0	0,44	407

Détermination du premier point d'inversion U_1.

	l.				λ.
	cm	cm	cm	cm	
Position.....	24	34	44	54	39
Observation.	n. av. U_1	av. U_1	arr. U_1	n. arr. U_1	
Position.....	28	38	48	58	43
Observation.	n. av. U_1	av. U_1	arr. U_1	n. arr. U_1	
Position.....	28	38	48	58	48
Observation.	n. av. U_1	av. U_1	i.	arr. U_1	

Abréviations : n. av. U_1, notablement en avant de U_1; av. U_1, en avant de U_1;

ertain si c'est en avant ou en arrière de U_1; p. arr. U_1, un peu en arrière de U_1;
$_1$, en arrière de U_1; n. arr. U_1, notablement en arrière de U_1.
représente le premier point d'inversion.

TABLEAU II.

I. — L = 940cm.

S.	$\frac{v}{V}$.	α.	$\frac{e}{m}$. électrostatique.	$\frac{e}{m}$. électromagnétique.
279	0,132	$\frac{1}{1570}$	$4,25.10^{17}$	$1,42.10^{7}$
362	0,158	$\frac{1}{1310}$	$3,80.10^{17}$	$1,27.10^{7}$
420	0,166	$\frac{1}{1230}$	$3,56.10^{17}$	$1,19.10^{7}$

II. — L = 1140cm.

326	0,137	$\frac{1}{1300}$	$3,78.10^{17}$	$1,26.10^{7}$
364	0,151	$\frac{1}{1290}$	$3,73.10^{17}$	$1,24.10^{7}$
403	0,168	$\frac{1}{1290}$	$3,75.10^{17}$	$1,25.10^{7}$

SUR LA PRÉTENDUE RÉPULSION

DE DEUX FAISCEAUX CATHODIQUES PARALLÈLES,

PAR E. WIEDEMANN ET H. ÉBERT.

Traduit de l'allemand par P. MASSOULIER.

Annalen der Physik und Chemie, t. XLVI, 1892, p. 2.

Dans un récent Mémoire publié dans les *Comptes rendus de la Société physico-médicale d'Erlangen* nous nous sommes occupés d'une série de propriétés des rayons cathodiques (passage à travers des feuilles métalliques minces, réflexion diffuse, dispersion) et avons étudié leurs caractères surtout au point de vue d'une théorie générale des phénomènes de décharge dans les gaz. En particulier nous avons été conduits à examiner de plus près l'expérience faite par Crookes et dont il a déduit que « deux faisceaux cathodiques parallèles et de même sens se repoussent mutuellement ».

Crookes se servait d'un tube portant à l'une de ses extrémités deux lames *a* et *b* (*fig.* 1) légèrement inclinées sur l'axe; à l'autre extré-

Fig. 1.

mité se trouvait une anode et devant *a* et *b* était dispose un écran de mica avec deux ouvertures *d* et *e*; derrière cet écran et parallèlement à l'axe du tube se trouvait une autre lame de mica, recouverte d'une substance phosphorescente, sur laquelle se dessinaient nettement les faisceaux cathodiques émanés de *d* ou *e*. En employant seulement l'un des plateaux *a* ou *b* comme cathode (¹) on obtient un faisceau de

(¹) Nous avons utilisé comme source d'électricité une grande machine à influence à 20 paires de plateaux, avec laquelle les phénomènes observés présentent une fixité extraordinaire et dont je suis redevable à la *Elisabeth Thomson Science-Fond* à laquelle j'adresse ici, à cette occasion, mes meilleurs remerciments.

rayons cathodiques qui coupe l'axe du tube à peu près à l'extrémité de l'écran. Si les deux plateaux sont reliés simultanément au pôle négatif de la source d'électricité les deux faisceaux s'écartent l'un de l'autre : ils sont encore rectilignes, comme précédemment, mais se propagent parallèlement à l'axe du tube. Tout paraît se passer comme si les deux faisceaux se repoussaient, quoiqu'il soit bien étrange qu'on n'observe aucune courbure de ces faisceaux.

Nous avons modifié cet appareil en ajoutant au-dessus de l'ouverture *d* un petit écran de mica pouvant tourner autour d'une charnière de façon à fermer l'ouverture *d* ou à la laisser libre suivant l'inclinaison qu'on donne au tube en l'agitant convenablement. En ouvrant *d* on utilise le faisceau cathodique émis par *a* et l'on peut maintenant décider si la déviation observée est due au faisceau lui-même ou à sa source dans un changement des conditions à la cathode. L'expérience montre que c'est cette dernière supposition qui est la vraie.

Si l'on prend d'abord *b* seulement, puis *b* et *a* comme cathodes, la déviation du faisceau passant par *e* se produit exactement de la même façon que *d* soit ouvert ou fermé ([1]).

La déviation observée n'est donc pas due à ce que les faisceaux passant par *d* et *e* se repoussent mutuellement, mais à ce que l'émission des rayons par une cathode se fait de façon différente suivant que cette cathode fonctionne seule ou suivant qu'une autre cathode fonctionne simultanément dans le voisinage.

Ceci s'accorde avec l'idée déjà exposée ailleurs, d'après laquelle la formation des rayons cathodiques est précédée de mouvements à la cathode. Le phénomène actuel se rattache donc étroitement aux recherches de Goldstein sur les phénomènes de déviation.

([1]) Les rayons cathodiques passant à travers les ouvertures de l'écran produisent sur la paroi de verre en face de la cathode deux taches circulaires vertes qui se déforment aussi dans les deux cas quand on prend pour cathodes d'abord *b*, puis *b* et *a*.

SUR UNE NOUVELLE SORTE DE RAYONS

PRODUITS PAR LES ÉTINCELLES ET LES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES

(RAYONS DE DÉCHARGE) [1],

PAR E. WIEDEMANN.

Traduit de l'allemand par P. MASSOULIER.

Zeitschrift für Electrochemie, t. II, 1895-1896, p. 159.

(Comptes rendus de l'Assemblée générale de la Société Electrochimique allemande du 6-10 juin 1895 à Francfort.)

Beaucoup de substances, soit à l'état naturel, soit après une excitation préalable, ont la propriété d'émettre de la lumière quand on les chauffe. Elles perdent cette propriété dès qu'on les a chauffées une fois, mais peuvent l'acquérir de nouveau quand on les soumet à l'action des rayons cathodiques, quand on fait éclater des étincelles dans leur voisinage, ou, pour certains corps, quand on fait agir sur eux de la lumière de longueur d'onde convenable. Nous nous occuperons seulement de l'excitation par les étincelles électriques.

Tout d'abord il s'agit de savoir si l'étincelle agit par la lumière de petite ou de grande longueur d'onde qu'elle émet, ou si son action doit être rapportée à d'autres radiations, analogues aux oscillations électriques ou aux rayons cathodiques et que nous nommerons *rayons de décharge*, pour ne rien présumer sur leur nature tout à fait indéterminée. La production de radiations analogues aux rayons cathodiques est vraisemblable, puisque dans l'étincelle, comme dans la colonne positive lumineuse des tubes à décharges, il y a production de rapides oscillations de potentiel.

Pour savoir si l'étincelle agit par des oscillations électriques ou par sa lumière, et dans ce cas par sa lumière ultra-violette, il suffira

[1] Un Mémoire détaillé sera publié dans les *Annalen* sur les faits qui suivent et ceux qui s'y rattachent.

d'interposer, entre l'étincelle et la substance à exciter, une lame d'un diélectrique transparent pour ces oscillations, mais ne laissant pas passer la lumière ultra-violette. L'expérience montre que l'action de l'étincelle est alors complètement supprimée, de sorte que l'effet est dû seulement à la lumière ultra-violette ou à des *rayons de décharge*.

On pourra décider entre ces deux cas, directement, sans mesures longues et plus ou moins précises, s'il est possible de trouver un corps qui soit excité par l'action directe des rayons de l'étincelle et qui ne le soit pas par la lumière ultra-violette, ni par les radiations les plus réfrangibles, comme celles qui traversent le spath.

L'essai des substances à ce point de vue a été fait de la façon suivante : on les étale sur une plaque de cuivre ou une lame de mica, on les chauffe jusqu'à ce qu'elles n'émettent plus de lumière et on les recouvre, mais sur une moitié seulement, avec une lame de quartz de $0^{mm},3$ d'épaisseur qui est alors transparente seulement jusqu'à $\lambda = 180$, ou avec une lame de spath qui est transparente jusqu'à $\lambda = 100$, c'est-à-dire beaucoup plus loin que la couche d'air interposée entre l'étincelle et la substance à essayer. On fait ensuite éclater les étincelles entre deux sphères, pendant assez longtemps, à 2^{cm}-4^{cm} de la substance et enfin l'on chauffe celle-ci dans l'obscurité. D'après les expériences de Schumann, la couche d'air de 2^{cm}-4^{cm} d'épaisseur absorbe complètement l'ultra-violet extrême. La plupart des substances deviennent lumineuses aussi bien dans les régions couvertes que dans celles qui ne l'étaient pas; et elles sont aussi fortement excitées par la lumière ultra-violette.

Au contraire, avec une durée d'exposition pas trop grande, on obtient une opposition bien tranchée, la partie recouverte restant complètement sombre tandis que l'autre devient très brillante, avec $CaSO^4 + xMnSO^4$, $CaCO^3 + xMnCO^3$, $Na^2SO^4 + xMnSO^4$, la phosphorite, x étant une petite fraction.

Ces expériences montrent que l'étincelle fournit des radiations d'un nouveau genre qui ne peuvent pas traverser le spath tout en traversant une épaisseur notable d'air, ce qui les distingue de l'ultra-violet.

Ces radiations nouvelles se produisent-elles aussi dans les décharges sous basse pression? Pour étudier la question on s'est servi de larges tubes à décharges avec électrodes; on y a introduit les substances indiquées ci-dessus à l'état de poudre partiellement recouverte d'une lame de spath. Le tube ayant été évacué on y a fait passer la décharge pendant

assez longtemps, puis on l'a chauffé dans l'obscurité. Sous le spath la poudre reste plus ou moins sombre, tandis qu'elle devient brillante dans les autres régions. Ces expériences variées de mainte façon donnèrent toujours les mêmes résultats. Ainsi, même dans les gaz raréfiés, les décharges électriques fournissent des *rayons de décharge*.

Comme les phénomènes produits par ces rayons de décharge sont dans certains cas assez intenses on doit les faire entrer en ligne de compte dans le calcul de l'effet utile des tubes à décharges au point de vue des effets lumineux.

Ces rayons sont quelque peu absorbés par l'air et d'autres propriétés seront exposées plus tard. Je n'ai pas encore réussi à mettre en évidence une action du champ magnétique (¹).

D'après la façon dont se comportent ces rayons vis-à-vis des substances indiquées plus haut, qui sont vivement excitées par les rayons cathodiques, on est conduit à rapprocher ces deux sortes de radiations. Le fait que l'action du champ magnétique n'a pas pu être mise en évidence n'est pas très important, puisque cette action est très différente sur des rayons cathodiques d'origine différente et même sur ceux d'un même faisceau. H. Ebert et moi avons désigné sous le nom de *dispersion des rayons cathodiques* ce dédoublement d'un faisceau en une série de groupes de rayons et Lenard a montré les mêmes phénomènes sur les rayons cathodiques qui ont traversé une feuille mince d'aluminium.

Pendant une longue série d'années j'ai amassé ces documents qui m'ont conduit à voir dans les rayons cathodiques un mouvement périodique de l'éther. Je les ai assimilés à des rayons ultra-violets extrêmes et cette hypothèse s'est trouvée étayée par des découvertes postérieures telles que la dispersion des rayons cathodiques par le champ magnétique agissant pendant leur propagation ou au moment de leur formation.

Enfin les rayons de décharges nous montrent encore que, même dans des phénomènes souvent observés et étudiés, de l'énergie, parfois en quantité notable, peut passer inaperçue, si elle se présente sous une forme nouvelle, tant qu'on n'a pas trouvé un détecteur convenable pour la mettre en évidence.

(¹) Les recherches dans cette direction ne sont pas encore terminées.

RECHERCHES SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE

DANS LES GAZ RARÉFIÉS,

PAR W. WIEN.

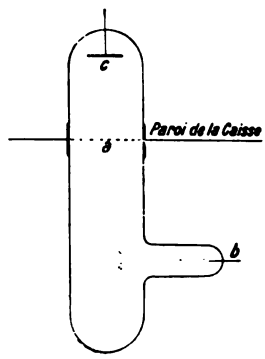
Extraits traduits de l'allemand par P. MASSOULIER.

Annalen der Physik und Chemie, t. LXV, 1898, p. 440 à 453.

.... Après qu'il eut été montré que les rayons cathodiques transportent des charges négatives, il me sembla que les rayons canaux découverts par Goldstein, qui se propagent en arrière d'une cathode percée et qui ne sont pas sensiblement déviés par un aimant ordinaire, devaient transporter des charges positives. Mais ici l'espace dans lequel doivent se faire les observations ne pourra pas être complètement séparé du tube à décharges, parce que, en dépit de longs efforts, je n'ai pu trouver aucune substance se laissant traverser par les rayons canaux.

Une fine toile métallique *a* (*fig.* 1) fut soudée à un anneau de

Fig. 1.



laiton en communication métallique avec la caisse à l'intérieur de laquelle est placé le tube à décharges. A travers cette caisse, on avait mastiqué les tubes portant l'électrode *c* et l'anode *b*. Quand on prend

a pour cathode et *b* pour anode, des rayons canaux partent de la toile métallique vers *c*; c'est seulement pour des vides très poussés qu'ils sont accompagnés de rayons cathodiques. La charge prise par *c* était toujours positive, même aux pressions élevées, alors que les rayons canaux n'étaient pas encore devenus visibles et avant que la cathode présentât la plus faible lueur. Au cours de toutes les expériences, le circuit présentait une coupure d'environ 2^{cm} afin de n'utiliser que les courants d'un seul sens.

Si la toile *a* est recouverte avec du papier, du mica ou un métal, toute trace d'action sur *c* disparaît alors que, même pour des vides peu poussés, la charge acquise par *c* était si grande que, à chaque interruption de la bobine d'induction, la tache de l'électromètre quittait l'échelle.

L'approche d'un aimant du trajet des rayons canaux ne modifie pas la charge de *c* tant que cet aimant n'agit pas sur la décharge elle-même.

En introduisant dans le tube, entre l'anode et la toile, une deuxième plaque percée de trous que l'on prend pour cathode, des rayons canaux, mélangés de rayons cathodiques, se propagent au-dessus de la toile. Pour les plus fortes pressions, l'action des rayons cathodiques était prédominante, de sorte que l'on obtenait une charge négative, mais l'approche d'un aimant la diminuait beaucoup, surtout quand un diaphragme était placé sur le trajet des rayons cathodiques. Avec les plus faibles pressions on n'obtenait plus de rayons cathodiques, de sorte que la charge était positive. Entre les deux extrêmes, on obtenait un certain degré de vide pour lequel la charge acquise était négative, l'action des rayons cathodiques étant prédominante, mais devenait positive par l'approche d'un aimant qui rejetait de côté le faisceau cathodique.

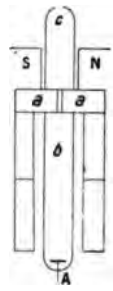
Ici encore toute action sur *c* disparaît quand on interpose une lame de mica. Je n'ai pas pu constater de relation entre la charge de *c* et l'angle d'incidence des rayons canaux, ce qui n'est pas étonnant étant donnée la propagation diffuse de ces rayons.

Jusqu'ici on n'avait pas observé de déviation des rayons canaux sous l'action d'un champ électromagnétique ou électrostatique. Maintenant qu'il est démontré que ces rayons transportent des charges positives, on peut penser que ces déviations doivent se produire et même qu'elles doivent être de sens contraire à celles que subissent les rayons cathodiques.

J'ai pu observer facilement la déviation électrostatique : un trou de 1^{mm} de diamètre ayant été percé dans une plaque métallique, un tube

de verre fut mastiqué sur chacune des faces de la lame. Dans l'un, *b* (*fig.* 2), une anode fut fixée par fusion; dans l'autre, *c*, deux élec-

Fig. 2.



trodes de 5^{cm} de long, $0^{cm},5$ de large furent fixées en face l'une de l'autre à $1^{cm},7$ de distance. Le tube fut alors disposé dans la caisse de zinc, et la lame métallique, réunie à cette caisse, fut prise comme cathode. Avec un tube pas trop évacué un petit faisceau de rayons canaux émane du trou et va produire sur le fond du tube, éloigné d'environ 9^{cm}, une tache de couleur vert argenté bien connue.

Le faisceau, passant entre les électrodes et à égale distance de l'une et de l'autre, est dévié dès que ces électrodes sont reliées à une batterie d'accumulateurs à haute tension : pour une différence de potentiel de 2000 volts le déplacement de la tache atteint 6^{mm} et les rayons se rapprochent de l'électrode négative. Quand le vide est poussé assez loin, ce phénomène ne se laisse plus observer que pendant un temps très court : tant que le champ électrostatique peut être maintenu entre les électrodes, car le petit faisceau de rayons canaux augmente rapidement la conductibilité du gaz à un point tel que le courant des accumulateurs peut passer.

La déviation magnétique des rayons canaux fut moins facile à mettre en évidence : les champs intenses que fournit un électro-aimant de Ruhmkorff agissent si énergiquement sur la décharge elle-même qu'une observation correcte devient impossible; et il est également impossible d'obtenir un long faisceau de rayons canaux, ce qui permettrait de leur appliquer le champ à quelque distance de la décharge. A la vérité, j'ai pu observer la déviation des rayons canaux sur un faisceau bien limité, avec un fort aimant ordinaire en fer à cheval; mais elle est trop faible pour permettre des mesures, et c'est avec le dispositif suivant que je suis arrivé à réaliser ces dernières. L'électro-aimant de Ruhmkorff est muni de pièces polaires dont les

faces terminales ont 5^{cm} de long et 2^{cm} de large. Les tubes de $2^{cm},5$ de diamètre sont placés entre les pôles de telle sorte que les lignes de force magnétiques soient perpendiculaires aux lignes de force électriques qui naîtront entre les électrodes du tube *c*. Les deux tubes *b* et *c* déjà décrits avaient été mastiqués sur une lame de fer de 11^{cm} de diamètre et $2^{cm},5$ d'épaisseur percée d'un trou de 2^{mm} de diamètre.

Cette lame de fer est solidement assujettie entre les pôles de l'électro-aimant et, immédiatement au-dessous d'elle, le tube *b* est enveloppé d'un cylindre de fer dont la paroi a $2^{cm},5$ d'épaisseur. De cette façon, les forces magnétiques agissant sur *b* sont considérablement affaiblies; leur intensité peut, d'ailleurs, être estimée au moyen de la déviation que subissent les rayons cathodiques quand on prend A pour anode et *a* pour cathode, *a* étant relié au sol.

Il [illegible] pu me convaincre que les rayons canaux qui se propagent en *b* ne sont pas influencés quand, après avoir enlevé le cylindre de fer, on fait agir en *b*, au moyen d'un aimant ordinaire, un champ au moins aussi intense que celui qui y persiste quand on fait tourner l'électro-aimant, le cylindre de fer étant remis en place.

Le cylindre de fer étant en place, on observa une déviation des rayons canaux en excitant l'électro-aimant. Cette déviation atteignait [illegible] dans le sens contraire à celle que subissent les rayons cathodiques. Le champ magnétique, mesuré avec un galvanomètre bifilaire de Stenger, valait 1150 C.G.S. La déviation par le champ magnétique, aussi bien que par le champ électrostatique, montre que les rayons canaux sont constitués par un mélange de radiations différentes.

Les nombres donnés ci-dessus permettent de calculer que la vitesse des rayons canaux est $3,6 \times 10^7$ cm-sec et que le rapport de la masse à la charge est $1,4 \times 10^{-4}$.

SUR

LA POSSIBILITÉ D'UN FONDEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE LA MÉCANIQUE,

PAR W. WIEN.

Traduit de l'allemand par P. LANGEVIN.

Archives néerlandaises, 2e série, t. V, p. 96.

M. H.-A. Lorentz a cherché récemment (1) à expliquer les phénomènes de gravitation par des attractions électrostatiques entre les ions ou électrons dont l'agglomération constitue la matière. Il fait dans ce but l'hypothèse que l'attraction entre les électricités de noms contraires est plus grande que la répulsion entre les électricités de même nom. Ceci m'amène à publier sur le même sujet des réflexions déjà anciennes qui m'ont conduit plus loin que le point de vue de Lorentz.

C'est sans aucun doute un des problèmes les plus importants de la Physique théorique que de réunir les deux domaines, tout d'abord complètement distincts, de la Mécanique et de l'Électromagnétisme, et de déduire d'une origine commune leurs deux systèmes d'équations différentielles. Maxwell et Thomson, puis Boltzmann et Hertz ont suivi la voie qui certainement semblait la plus naturelle : prendre la Mécanique pour base et en déduire les équations de Maxwell; les analogies nombreuses qui existent entre l'Électricité, d'une part, et l'Hydrodynamique ou l'Élasticité, d'autre part, étaient autant d'indications dans ce sens. La Mécanique de Hertz me paraît avoir été conçue dans tout son ensemble pour interpréter non seulement les faits mécaniques, mais encore l'Électromagnétisme. On sait d'ailleurs que Maxwell lui-même a démontré la possibilité d'une représentation mécanique de son Électrodynamique.

(1) *Amst. Proceedings*, t. II, 1900, p. 559.

Ces recherches ont le très grand mérite d'avoir montré l'analogie profonde qui existe entre les deux domaines et rendu certain que leur séparation actuelle n'est pas dans la nature des choses. Il me semble cependant résulter clairement des considérations suivantes que le système de notre Mécanique actuelle n'est pas en mesure de nous fournir une représentation de l'Électromagnétisme.

Il est impossible de considérer les modèles mécaniques compliqués, construits à l'image des machines techniques les plus spéciales, comme fournissant une représentation satisfaisante et définitive pour la structure intérieure de l'éther.

Nous n'examinerons pas si la Mécanique de Hertz, dont la structure est en effet particulièrement bien adaptée à la représentation de relations cinétiques très générales, fournit de meilleurs résultats. Elle n'a permis jusqu'ici, en dehors de la Mécanique, de représenter aucun des phénomènes les plus simples.

Il me semble beaucoup plus fécond, pour l'avenir des recherches théoriques, de suivre la marche inverse en considérant les équations fondamentales de l'Électromagnétisme comme les plus générales, pour en déduire ensuite celles de la Mécanique.

A la base se trouveraient les notions fondamentales de polarisation électrique et magnétique dans l'éther libre, reliées entre elles par les équations différentielles de Maxwell, sans que ce soit ici le lieu de discuter la manière dont ces équations peuvent être déduites le plus simplement possible des faits expérimentaux.

Désignant par X, Y, Z, L, M, N les composantes des champs électrique et magnétique, par A l'inverse de la vitesse de la lumière, et par x, y, z des coordonnées rectangulaires, nous avons

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} A\frac{\partial X}{\partial t} &= \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y}, & A\frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z},\\ A\frac{\partial Y}{\partial t} &= \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z}, & A\frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial x},\\ A\frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x}, & A\frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y}. \end{aligned}\right.$$

Les quantités d'électricité et de magnétisme s'introduisent comme constantes d'intégration quand nous ajoutons les équations (1) après différentiation par rapport à x, y, z respectivement. Il vient

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}\right) = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z}\right) = 0.$$

Donc

$$(2)\qquad \frac{\partial X}{\partial x}+\frac{\partial Y}{\partial y}+\frac{\partial Z}{\partial z}=+4\pi\zeta,\qquad \frac{\partial L}{\partial x}+\frac{\partial M}{\partial y}+\frac{\partial N}{\partial z}=+4\pi m,$$

où ζ et m sont des quantités indépendantes du temps.

Si l'on multiplie la première série des équations (1) par $\frac{X}{4\pi}, \frac{Y}{4\pi}, \frac{Z}{4\pi}$, la deuxième série par $\frac{L}{4\pi}, \frac{M}{4\pi}, \frac{N}{4\pi}$ et si l'on intègre, après addition, dans un espace fermé dont l'élément de surface et l'élément de normale extérieure sont dS et dn, on obtient la relation

$$(3)\quad \left\{\begin{aligned} &\frac{1}{8\pi}\frac{d}{dt}\iiint (X^2+Y^2+Z^2+L^2+M^2+N^2)\,dx\,dy\,dz \\ &\quad=\iint [(YN-ZM)\cos(x,n)+(ZL-XN)\cos(y,n) \\ &\qquad\qquad +(XM-YL)\cos(z,n)]\,dS. \end{aligned}\right.$$

Si X, Y, Z ou L, M, N s'annulent sur la surface, on obtient

$$(4)\qquad \frac{1}{8\pi}\iiint (X^2+Y^2+Z^2+L^2+M^2+N^2)\,dx\,dy\,dz=\text{const.}$$

L'expression située dans le premier membre, étendue à un volume suffisamment grand, demeure constante et représente ce que nous appellerons l'*énergie électromagnétique*.

Faisons maintenant l'hypothèse que les phénomènes mécaniques sont d'origine électromagnétique et peuvent se déduire des relations précédentes.

Nous admettrons d'abord dans ce but que le substratum ordinairement nommé *matière* se compose de particules électrisées positivement et négativement, chaque particule étant simplement conçue comme un centre de convergence de lignes de force électriques.

Nous devons cependant admettre pour une semblable particule, ou centre électrisé, une extension finie, sans quoi l'énergie de son champ électrique serait infiniment grande par rapport à sa charge. Comme toute matière doit être formée de semblables particules, nous devons les supposer assez petites pour qu'un atome puisse en contenir un nombre entier. Le centre positif doit être considéré comme séparé du négatif par une certaine distance, très petite d'ailleurs.

C'est une hypothèse que tous les physiciens sont actuellement disposés à admettre, que la matière soit constituée de semblables dipols. On a cependant jusqu'ici admis l'existence de substance pondérable indépendante, que nous identifierons avec les centres électrisés.

La conception précédente revient à admettre une structure atomique pour l'électricité comme pour la matière, qui deviennent synonymes.

A l'exemple de Lorentz, nous supposerons l'éther immobile. Les centres électrisés peuvent seuls subir des déplacements, tandis qu'un mouvement de l'éther n'aurait aucun sens pour nous.

Toutes les forces sont envisagées, à la manière de Maxwell, comme résultant de tensions dans l'éther, bien que cette notion empruntée à l'Élasticité n'ait plus guère de sens ici.

Aux faibles vitesses, il s'exerce entre les particules électrisées principalement des actions électrostatiques.

Nous réserverons tout d'abord la question de savoir si les forces moléculaires peuvent se ramener à de semblables actions. Cependant il est clair que l'on peut obtenir des phénomènes complexes au moyen de groupements divers de particules positives et négatives placées à des distances convenables. Cette hypothèse permet de réduire les difficultés que soulève l'expérience interférentielle de Michelson contre la théorie d'un éther immobile.

M. H.-A. Lorentz a montré (¹) que, si les forces moléculaires sont uniquement électrostatiques, les dimensions des corps parallèles au mouvement d'entraînement de la Terre, de vitesse v, sont diminuées dans le rapport $\sqrt{1 - A^2 v^2}$.

Le résultat de Michelson s'explique par là si l'on néglige l'agitation moléculaire. Des considérations de théorie cinétique montreront probablement dans quelles limites ceci est légitime.

Pour expliquer la gravitation, il nous faut, comme l'a montré Lorentz, supposer des champs électriques de deux sortes. Chacun d'eux satisfait aux équations de Maxwell; de plus, dans un champ statique, on a

$$X = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \qquad Y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \qquad Z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

et l'énergie a pour valeur

$$\frac{1}{8\pi}\int\int\int\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2\right] dx\,dy\,dz$$
$$= \frac{1}{8\pi}\int \varphi \frac{d\varphi}{dn}\,dS - \frac{8}{8\pi}\int\int\int \varphi\,\Delta\varphi\,dx\,dy\,dz.$$

(¹) *Versuch. einer Theorie, etc.* Leiden, 1895.

Si φ ou $\frac{d\varphi}{dn}$ s'annulent sur la surface, l'énergie devient

$$-\frac{1}{8\pi}\int\int\int\varphi\,\Delta\varphi\,dx\,dy\,dz.$$

D'ailleurs, on a, d'après (2),

$$\Delta\varphi = -4\pi\zeta, \qquad \varphi = \int\int\int\frac{\zeta\,dx\,dy\,dz}{r},$$

et l'intégrale précédente prend la forme

$$\frac{1}{2}\int\int\int\frac{\zeta\,dx\,dy\,dz}{r}\int\int\int dx'\,dy'\,dz'\,\zeta' = \int\int\int\int\int\int\frac{\zeta\zeta'}{r}\,dx\,dy\,dz\,dx'\,dy'\,dz'.$$

Si deux quantités de même signe se trouvent à la distance r,

$$e = \zeta\,dx\,dy\,dz,$$
$$e' = \zeta'\,dx'\,dy'\,dz',$$

l'énergie est

$$\frac{ee'}{r} = -\int_{\infty}^{r}\frac{ee'}{r^2}\,dr. \tag{5}$$

Cette énergie est fournie par le travail effectué contre une force répulsive de grandeur

$$\frac{ee'}{r^2}. \tag{6}$$

L'action entre deux centres électrisés se trouve ainsi définie, et cette loi doit se retrouver pour les deux sortes de champs. L'hypothèse de Lorentz est que, dans l'action mutuelle des centres électrisés, positifs et négatifs, la force attractive est supérieure dans un rapport déterminé à la force répulsive entre des centres de même signe. Pour des distances considérables, les dipols agissent comme si les centres positif et négatif qui les constituent se trouvaient au même point. Il en résulte dans l'action totale sur un second dipol un excès d'attraction.

Cette explication de la gravitation a pour conséquence immédiate que ses perturbations se propagent avec la vitesse de la lumière et que son intensité elle-même dépend du mouvement des corps qui s'attirent. Lorentz a cherché si ces modifications aux lois de la gravitation peuvent expliquer les anomalies du mouvement de Mercure et a obtenu un résultat négatif. Quelques astronomes ont cru pouvoir

admettre que la gravitation se propage avec une vitesse supérieure à celle de la lumière: cependant il semble que l'on ne pourrait atteindre expérimentalement une vitesse de propagation que si l'intensité de la gravitation augmentait ou diminuait au lieu de rester constante, et si l'on observait la propagation des perturbations ainsi produites. L'intensité restant en réalité constante, il ne peut être question que des perturbations dues au mouvement des corps qui s'attirent, et Lorentz a montré qu'elles doivent être extrêmement petites, du second ordre en fonction de la vitesse.

L'inertie de la matière qui fournit, à côté de la gravitation, une deuxième définition indépendante de la masse se laisse représenter sans hypothèse nouvelle par la conception souvent utilisée de l'inertie électromagnétique.

Nous nous représentons la charge élémentaire comme un point électrisé. Les champs électrique et magnétique produits par un semblable point en mouvement ont été étudiés par Heaviside (1). Comme des centres électrisés positif et négatif se meuvent toujours ensemble dans la matière ordinaire, les champs produits s'annulent à une distance grande par rapport à celle des centres électrisés, à l'exception de la gravitation. Nous supposerons dans ce qui suit les dimensions de ces centres assez petites pour que l'énergie de l'un d'eux soit la même que si les centres voisins n'existaient pas.

D'après un calcul de Searle (2) les champs électrique et magnétique produits par le centre électrisé sont les mêmes que ceux d'un ellipsoïde se mouvant avec la vitesse v dans la direction d'un axe de longueur a, les autres axes étant égaux à $\frac{a}{\sqrt{1-A^2v^2}}$ et la charge électrique étant celle du centre. Le rapport des axes dépend par suite de la vitesse.

L'énergie d'un semblable ellipsoïde est, d'après Searle,

$$E = \frac{e^2}{2a}\left(1 + \frac{1}{3}A^2v^2\right).$$

Le même ellipsoïde a, au repos, l'énergie

$$\mathfrak{E} = \frac{e^2}{2a}\,\frac{\sqrt{1-A^2v^2}}{Av}\,\text{arc sin}\,Av.$$

(1) *Electrical Papers*, Vol. II.
(2) SEARLE, *Phil. Mag.*, t. XLIV, 1897, p. 340.

D'où, en éliminant a, la relation entre les énergies

$$E = \mathfrak{E}\frac{Av\left(1+\frac{1}{3}A^2v^2\right)}{\arcsin Av \times \sqrt{1-A^2v^2}},$$

ou, après développement en série,

$$(7) \qquad E = \mathfrak{E}\left(1+\frac{2}{3}A^2v^2+\frac{16}{45}A^4v^4+\ldots\right).$$

L'accroissement d'énergie dû au mouvement est donc en première approximation

$$\frac{2}{3}A^2\mathfrak{E}v^2 = \frac{1}{2}mv^2,$$

d'où, pour la masse déduite de l'inertie,

$$m = \frac{4}{3}\mathfrak{E}A^2.$$

On voit que l'inertie définie de cette manière n'est constante qu'aux faibles vitesses et doit augmenter pour des vitesses plus grandes. Comme l'inertie totale d'un corps est proportionnelle au nombre des centres électrisés qui le composent, en même temps que sa masse de gravitation, il en résulte la proportionnalité expérimentale entre la masse définie par l'inertie et la masse définie par la gravitation. Supposons qu'un corps de masse $\frac{4}{3}\mathfrak{E}A^2$ soit attiré jusqu'à la distance r par une masse M; la diminution d'énergie électromagnétique de gravitation est

$$\frac{\varepsilon\frac{4}{3}\mathfrak{E}A^2M}{r},$$

où ε est la constante de gravitation. Cette énergie est transformée en énergie cinétique sous la vitesse v; on a donc

$$\frac{2}{3}\mathfrak{E}A^2v^2\left(1+\frac{8}{15}A^2v^2+\ldots\right) = \varepsilon\frac{\frac{4}{3}\mathfrak{E}A^2M}{r};$$

ou, comme $v = \frac{dr}{dt}$,

$$(8) \qquad \frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{\varepsilon M}{r}\left[1-\frac{8}{15}A^2\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right];$$

ce que l'on peut écrire

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = -\frac{\varepsilon M}{r} A^2 \frac{\varepsilon M}{r} = \frac{\varepsilon M}{r} \tag{9}$$

Si les masses M et m s'attiraient suivant la loi de Weber on aurait

$$m\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{\varepsilon m M}{r^2}\left[1 - \frac{A^2}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - r A^2 \frac{d^2 r}{dt^2}\right].$$

En multipliant par $\frac{dr}{dt}$ et intégrant, il vient

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{\varepsilon M}{r}\left[1 - \frac{A^2}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right] + \text{const.}$$

où la constante d'intégration est déterminée de manière que les corps soient en repos relatif à distance infinie.

En écrivant cette relation

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\left(1 - A^2\frac{\varepsilon M}{r}\right) = \frac{\varepsilon M}{r} \tag{10}$$

Elle s'accorde au facteur $\frac{16}{15}$ près avec l'équation (1). En tenant ainsi compte des termes du second ordre, nous obtenons sensiblement la même action que si les masses étaient invariables et si la loi de Newton était remplacée par celle de Weber.

On sait d'ailleurs que la loi de Weber peut, dans une certaine mesure, rendre compte des mouvements de Mercure. Une comparaison plus précise et l'application de cette loi à des corps célestes en mouvement rapide nous conduiraient à une justification expérimentale de nos hypothèses. Il faudrait cependant introduire d'autres termes du second ordre pour tenir compte de la courbure des trajectoires et compléter ainsi nos calculs pour le cas d'un corps mobile suivant une orbite elliptique.

Les rayons cathodiques seuls nous présentent un cas dans lequel le carré du rapport de la vitesse à celle de la lumière n'est pas une quantité très petite. Les rayons les plus rapides obtenus jusqu'ici atteignent le tiers de la vitesse $\frac{1}{A}$; l'accroissement apparent de la masse serait environ 7 pour 100; la vitesse la plus faible est $\frac{1}{30}$ de $\frac{1}{A}$ [1], et l'accroissement correspondant de la masse 0,07 pour 100.

---

[1] P. Lenard, *Wien. Ber.*, octobre 1899.

L'accroissement du rapport de la masse à la charge pour les rayons cathodiques de grande vitesse est contenu dans le résultat des expériences de Lenard [1]. Cependant les variations observées par Lenard sont trop grandes pour s'expliquer seulement par la variation d'inertie électromagnétique, de sorte que ses mesures ne peuvent pas être considérées comme définitives.

En nous limitant au cas des faibles vitesses nous obtenons pour l'accroissement d'énergie électromagnétique produit par le mouvement la même expression que donne la Mécanique pour la force vive. La grandeur de l'accélération ne s'en laisse cependant pas immédiatement déduire.

L'accélération consiste en un changement de la vitesse, tandis que l'expression pour l'énergie électromagnétique a été obtenue en supposant la vitesse constante, et le problème du mouvement variable d'un centre électrisé ne peut pas être considéré actuellement comme résolu.

Nous pouvons cependant déduire des équations de Maxwell une évaluation de l'erreur commise en utilisant l'expression obtenue pour l'énergie même dans le cas d'une vitesse variable.

Les champs électrique et magnétique ont pour expressions, si le mouvement a lieu dans la direction de l'axe des x,

$$X = (1 - A^2 v^2)\frac{\partial U}{\partial x}, \qquad Y = \frac{\partial U}{\partial y}, \qquad Z = \frac{\partial U}{\partial z};$$

$$M = -Av\frac{\partial U}{\partial z}, \qquad N = Av\frac{\partial U}{\partial y}, \qquad L = 0;$$

avec

$$U = \frac{e}{\sqrt{r^2 - A^2 v^2 \zeta^2}}, \qquad \zeta^2 = y^2 + z^2,$$

le système des axes coordonnés est supposé ici lié au centre électrisé mobile.

Ces expressions satisfont aux équations de Maxwell si l'on remplace $\frac{\partial}{\partial t}$ par $-v\frac{\partial}{\partial x}$, et conduisent à la relation

$$(1 - A^2 v^2)\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0.$$

Si v dépend de t, nous avons

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{d}{dt} - v\frac{\partial}{\partial x}.$$

---

[1] *Wied. Annalen*, t. LXIV, 1898, p. 287.

Pour que notre valeur de X puisse encore être utilisée, il faut que

$$\frac{dX}{dt} \text{ soit petit par rapport à } v\frac{\partial X}{\partial x}.$$

Or

$$\frac{dX}{dt} = \frac{\partial^2}{\partial x\,\partial t} U(1 - A^2 v^2);$$

donc on doit avoir

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{\partial U}{\partial x}(1 - A^2 v^2)\right] \text{ petit par rapport à } v\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}(1 - A^2 v^2)$$

ou

$$A^2 x \frac{dv}{dt} \text{ petit par rapport à } 1 - A^2 v^2.$$

De la même manière, les expressions de Y, Z, M, N exigent que

$$(1 - A^2 v^2)[x^2 + (1 - A^2 v^2)\zeta^2]\frac{dv}{dt} - [2x^2 - (1 - A^2 v^2)\zeta^2]A^2 v^2 \frac{dv}{dt}$$

soit petit par rapport à $3v^2(1 - A^2 v^2)x$.

Cette condition est remplie quand les dimensions de l'espace où l'énergie électromagnétique prend une valeur notable autour du centre sont suffisamment petites, car les termes à négliger contiennent tous les dimensions linéaires à une puissance plus élevée que ceux auxquels on les compare. De plus $\frac{dv}{dt}$ ne doit pas être trop grand ni v trop petit.

Quand ces conditions sont remplies, nous pouvons écrire pour le changement d'énergie

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = mv\frac{dv}{dt} = K\frac{dr}{dt}dt = m\frac{dr}{dt}\frac{d^2 r}{dt^2},$$

où K représente la force électrique. Nous obtenons de cette manière le premier et le deuxième des axiomes de Newton.

En effet, lorsque aucune force extérieure n'existe, la loi d'inertie devient la loi de conservation de l'énergie électromagnétique et, dans le cas contraire, le deuxième axiome de Newton exprime que le travail fourni par la force pendant le temps dt est égal à l'accroissement correspondant de l'énergie électromagnétique.

Le troisième axiome de Newton, celui de l'égalité de l'action et de la réaction, s'applique à toutes les forces électrostatiques entre centres électrisés. Les forces mécaniques doivent, à notre point de vue, être identifiées avec de semblables forces.

L'hypothèse d'un éther immobile nous empêche de retrouver l'axiome pour les forces électromagnétiques en général.

La loi du parallélogramme des forces est contenue dans ce qui précède puisqu'elle est valable pour les champs électriques et pour les forces exercées entre deux centres électrisés.

En toute rigueur, notre point de vue ne nous permet pas d'introduire des liaisons rigides entre des systèmes de particules électrisées. Il n'intervient que des forces en équilibre mutuel. Si, par exemple, un pendule oscille, la pesanteur allonge le fil de suspension jusqu'à ce qu'elle soit équilibrée par les forces élastiques. De semblables forces, qui ne fournissent aucun travail, peuvent être introduites par le procédé connu de Lagrange.

On peut se représenter la conception proposée ici pour la Mécanique, comme diamétralement opposée à celle de Hertz. Les liaisons rigides introduites comme hypothèses par Hertz se présentent ici comme dues à la superposition des forces multiples; de même la loi de l'inertie apparaît pour nous comme une conséquence lointaine des hypothèses électromagnétiques. Enfin, tandis que la Mécanique de Hertz se propose comme but final d'obtenir les équations électromagnétiques, nous renversons complètement l'ordre des termes. Il est vrai qu'au point de vue purement logique notre construction ne peut encore se mesurer avec celle de Hertz, surtout parce que les équations de Maxwell, dont nous partons, n'ont pas été soumises à un examen critique suffisant, mais notre tentative a, il me semble, le très grand avantage de nous présenter la Mécanique ordinaire comme une première approximation et d'ouvrir ainsi une voie nouvelle pour la confirmation expérimentale de nos hypothèses.

SUR LES NOYAUX DE CONDENSATION

PRODUITS DANS LES GAZ

PAR L'ACTION DES RAYONS DE RÖNTGEN, DES RAYONS URANIQUES, DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE ET D'AUTRES AGENTS,

PAR C.-T.-R. WILSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Philos. Trans. of the Royal Society of London, t. CXCII, A, 1899, p. 403 à 453.

1. J'ai montré dans une Communication antérieure (1) que, si l'on détend adiabatiquement de l'air débarrassé de poussières et saturé de vapeur d'eau, il se produit une condensation quand le maximum de sursaturation résultant de la détente dépasse une certaine limite.

On peut utiliser le rapport $\frac{v_2}{v_1}$ du volume final au volume initial comme mesure de la détente. Il n'y a condensation que si ce rapport dépasse 1,25 : les gouttes sont relativement peu nombreuses s'il ne dépasse pas une seconde limite 1,38 ; au delà de cette valeur, l'accroissement du nombre des gouttes quand on augmente la détente est extrêmement rapide, et des brouillards très denses se produisent pour des détentes qui ne la dépassent que très peu.

J'ai émis l'opinion que, si l'on atteint le degré de sursaturation (8 environ) (2) correspondant à cette seconde limite, la vapeur se condense indépendamment de la présence de noyaux autres que ses propres molécules ou celles du gaz auquel elle est mélangée.

La condensation en pluie qui se produit dans l'air lorsque $\frac{v_2}{v_1}$ est compris entre 1,25 et 1,38 a été considérée comme indiquant la présence de noyaux d'une autre espèce que les molécules de gaz ou de vapeur.

(1) *Philos. Trans.*, A, Vol. CLXXXIX, 1897, p. 265.

(2) Rapport de la densité de la vapeur réellement existante à la densité de la vapeur saturante dans les mêmes conditions.

J'ai reconnu ensuite qu'en exposant le gaz à des rayons de Röntgen même faibles, on obtenait des brouillards relativement épais si $\frac{v_2}{v_1}$ dépassait 1,25 (la sursaturation étant approximativement 4), et pas de condensation avec des détentes plus faibles. Donc, l'exposition du gaz aux rayons Röntgen détermine la production de noyaux qui exigent un certain degré de sursaturation pour que la vapeur d'eau puisse se condenser sur eux. Plus tard [1], j'ai trouvé que des noyaux exigeant exactement la même détente minimum pour être captés, sont produits dans l'air par l'action des rayons de l'uranium.

Dans le Mémoire qui vient d'être rappelé, je concluais que les noyaux produits par les rayons X et les rayons uraniques sont identiques entre eux, et aussi à ceux qui existent toujours en petit nombre dans l'air humide et déterminent la condensation en pluie lorsque $\frac{v_2}{v_1}$ est compris entre 1,25 et 1,38. J'y suggérais aussi que ces noyaux doivent être identifiés avec les « ions » à la présence desquels est due la conductibilité des gaz exposés aux rayons X ou aux rayons uraniques.

Le principal objet des expériences décrites ci-dessous était d'étudier, en comparant leur efficacité comme noyaux de condensation, les agents du transport de l'électricité dans les gaz lorsque ceux-ci sont rendus, par quelqu'une des méthodes connues, capables de se laisser traverser par l'électricité. Au cours du travail, on a rencontré inopinément d'autres espèces de noyaux, qui ne semblent pas être associés à un pouvoir conducteur du gaz (§ 10).

Je dois expliquer ici le sens qu'il faut attacher à quelques expressions fréquemment employées dans ce Mémoire pour éviter des périphrases. La « détente nécessaire pour *capter* les ions » signifie la détente nécessaire pour déterminer la condensation de l'eau sur ces noyaux. Les termes « plus gros » et « plus petits » sont souvent utilisés pour désigner des noyaux au lieu de « exigeant un moindre degré de sursaturation » ou « exigeant un plus haut degré de sursaturation pour que l'eau puisse se condenser sur eux ». On dit souvent que les noyaux « croissent» lorsqu'ils deviennent plus gros dans le sens qui vient d'être défini.

Il est probable que les termes « plus gros » et « plus petits » peuvent être pris au pied de la lettre, sans erreur; car on peut supposer que ces noyaux sont de très petites gouttes d'eau qui peuvent

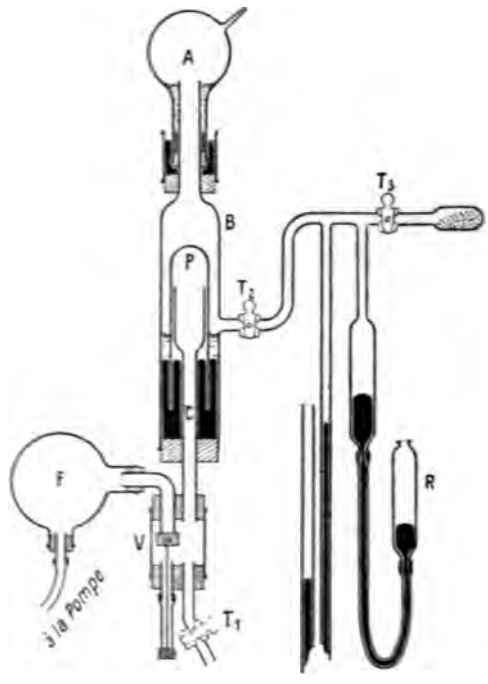
---

[1] *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Vol. IX, 1897, p. 333; *voir* aussi ce Volume.

persister en dépit de leur petitesse parce que l'effet de leur courbure, qui est d'élever la pression d'équilibre de la vapeur, est contrebalancé par un effet opposé résultant, soit d'une charge électrique de la goutte, soit de la présence d'une substance qu'elle aurait dissoute. Une augmentation de la charge électrique ou une augmentation de la quantité de substance dissoute, qui toutes deux accroîtraient l'efficacité de la goutte comme noyau de condensation, auraient également pour résultat un accroissement immédiat de la grosseur du noyau nécessaire pour l'équilibre.

2. Appareil à détente (*fig.* 1). — A est la chambre à condensation dans laquelle toutes les gouttes dont la détente peut amener la forma-

Fig. 1.



tion sont rendues visibles par la lumière émanée d'une brillante flamme de gaz qu'une lentille projette dans la chambre. La figure montre comment on peut la détacher rapidement quand on veut la changer. Un joint étanche est réalisé par un bouchon de caoutchouc et une petite coupe à mercure.

Le cylindre de verre B (diamètre intérieur $= 2^{cm},7$) est fermé à sa partie inférieure par un bouchon de caoutchouc, au centre duquel passe un tube de verre C de 1^{cm} environ de diamètre, muni à sa partie supérieure d'une portion élargie qui sert de guide au léger flotteur en verre P, glissant librement sur elle. Le flotteur est fait d'un tube d'essai à parois minces, dont l'extrémité ouverte a été coupée normalement aux génératrices, et rodée avec soin. Sa partie inférieure est toujours immergée dans le mercure qui remplit le bas de B, ce qui sépare complètement le gaz en A et dans la partie supérieure de B, de l'air enfermé en P. Le diamètre extérieur du flotteur a 2^{mm} de moins que le diamètre intérieur de B; il y a ainsi, tout autour des tubes, un espace libre de 1^{mm}. Quand le robinet T_1 est ouvert et que l'espace P communique librement avec l'atmosphère, le flotteur monte jusqu'à ce que la pression en A ne diffère de la pression atmosphérique que d'une quantité presque négligeable, dépendant de la différence entre le poids du flotteur et le poids du mercure déplacé par la portion immergée de ses parois.

Si maintenant on coupe la communication avec l'atmosphère (en fermant T_1) et si l'intérieur du flotteur est mis brusquement en relation avec l'espace vide F au moyen de la soupape V, le flotteur est poussé vers le bas jusqu'à ce qu'il frappe le caoutchouc, contre lequel il demeure hermétiquement appliqué par la pression de l'air au-dessus de lui. Le mercure reste pratiquement en repos, pendant que la mince base du flotteur se fraie un chemin à travers sa masse.

Si en ouvrant de nouveau T_1 on admet l'air au-dessous du flotteur, ce dernier revient à sa position initiale, et l'on peut répéter aussi souvent qu'on le désire la même détente. Pour régler une détente de grandeur donnée, on ouvre T_2 pendant que le flotteur est en contact avec le caoutchouc, c'est-à-dire dans la position qu'il occupe immédiatement après la détente. Le réservoir à mercure R est alors fixé à un niveau tel que la pression en A, indiquée par le manomètre, soit en dessous de la pression atmosphérique de la quantité voulue; on ferme alors T_2 et l'on détermine l'ascension du flotteur en ouvrant T_1.

Si B est la pression barométrique, la pression du gaz avant la détente est

$$P_1 = B + m - \pi,$$

où π représente la pression de la vapeur à la température de l'expérience et m la pression nécessaire pour maintenir dans le mercure le bord du flotteur (on mesure m, qui s'élève à 1^{mm} ou 2^{mm} de mer-

cure, en cherchant la pression qu'il faut donner à l'air en A pour maintenir le piston immergé à la même profondeur quand l'espace au-dessous de lui est en communication avec l'atmosphère.

La pression après la détente est

$$P_2 = B - p - z,$$

où p représente la différence de pression indiquée par le manomètre à mercure à air libre quand on l'a mis en relation avec A avant la contraction précédente.

Le rapport du volume final au volume initial (si gaz est si la loi de Boyle est applicable)

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{B + m - z}{B - p - z}.$$

Il faut remarquer que P_2 n'est pas la pression au moment où la détente s'achève, mais après que la température a repris sa valeur initiale.

Comme la pression initiale P_1, dans ces expériences, est toujours approximativement égale à la pression atmosphérique, il suffit dans bien des cas de prendre $P_1 - P_2$ ou p, comme mesure de la détente, sans autre réduction.

Pour que l'on ait, par exemple,

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,25.$$

$P_1 - P_2$ doit être égal à 15^{cm} de mercure si la pression barométrique est 760^{mm} et la température 15° C.; et si la pression barométrique reste comprise entre 740^{mm} et 780^{mm}, et la température entre 10° et 25° C., $P_1 - P_2$ pour la même détente sera toujours compris entre $14^{cm},4$ et $15^{cm},4$.

On introduit le gas dont on veut charger l'appareil en ouvrant le robinet T_1, et en mettant un tube latéral fixé à la chambre à condensation en relation avec une trompe à eau, de manière à faire passer à travers l'appareil un courant de gaz à faible pression. (Pendant cette opération il faut naturellement maintenir sous le flotteur T une pression assez faible pour empêcher que le mercure ne s'élève en B.) Le tube latéral est ensuite scellé, et quand on a produit assez de gaz pour amener la pression à être très voisine de la pression atmosphérique, on ferme T_1.

Les robinets T_2 et T_3 sont lubrifiés avec de l'eau seulement et protégés par des coupelles de mercure. Le mercure en B, aussi bien que celui qui couvre le bouchon de caoutchouc sur lequel A est monté, est séparé du gaz de l'appareil par une couche d'eau distillée.

Dans la plupart des expériences où il fallait une forte détente l'appareil avait la forme décrite ci-dessus. Mais beaucoup d'expériences sur l'air ont été faites avec un appareil à détente semblable à celui qui est décrit dans les *Camb. Phil. Soc. Proc.* (*loc. cit.*). Dans ce dernier le flotteur enfonce dans l'eau, et non dans le mercure, et occupe toute la largeur du tube extérieur comme un piston, au lieu d'être guidé par un tube intérieur. Le seul avantage de la première forme est l'absence de tout risque de contamination du gaz de l'appareil par l'air qui peut pénétrer par dissolution ou diffusion dans l'eau où le flotteur fonctionne. L'appareil à mercure est également propre à faire les expériences avec des liquides autres que l'eau; cependant, de telles expériences n'ont pas encore été faites.

Ces deux formes d'appareils donnent des résultats presque identiques à ceux qu'a fournis l'appareil employé dans les premières expériences (¹). Il ne semble pas résulter d'erreur appréciable de la dépression du caoutchouc quand il est frappé par le flotteur, ou de la quantité de mouvement acquise par l'air dans la partie étroite du tube.

L'oxygène employé dans les expériences était préparé par calcination du permanganate de potassium; l'hydrogène était dégagé du palladium qui avait été chargé au préalable du gaz obtenu par le zinc et l'acide sulfurique purs, et lavé dans une solution de permanganate de potassium avant d'atteindre le palladium. Le gaz carbonique était obtenu en chauffant le carbonate monopotassique. Dans tous les cas l'appareil producteur du gaz avait été soudé à l'appareil au moyen du chalumeau.

3. Noyaux produits par les rayons X. — L'action de ces rayons ne modifie pas la valeur limite de la détente capable d'amener la condensation dans l'air, l'oxygène ou le gaz carbonique; elle augmente seulement le nombre des noyaux; la grosseur de ces derniers ne semble pas augmenter avec la durée d'exposition; leur nombre diminue très rapidement quand on a coupé le courant, mais ils mettent quelques secondes à disparaître complètement.

4. Noyaux produits par les rayons uraniques. — La détente nécessaire

(¹) *Phil. Trans.* (*loc. cit.*).

pour produire la condensation dans l'hydrogène, qui est supérieure à 1,3 en l'absence des rayons, s'abaisse à 1,255 en leur présence. L'effet des rayons uraniques sur l'hydrogène comme sur l'air est identique à celui des rayons X.

5. **Noyaux produits par la lumière ultra-violette.** — Ils diffèrent des précédents. Si l'illumination est forte et prolongée, ils peuvent devenir assez gros pour diffuser la lumière et produire des brouillards même sans détente et dans l'air non saturé; leur action, nulle sur la vapeur d'eau pure, semble exiger pour se produire la présence de l'oxygène, ce qui conduit à attribuer leur croissance à une modification chimique (formation d'eau oxygénée, par exemple); dans l'hydrogène humide, il ne se produit de brouillards que par détente.

6. **Noyaux produits par la lumière solaire.** — Ils ne sont captés que par une forte détente de l'ordre de celles qui détermineraient la condensation sur les noyaux produits par les rayons X ou les rayons uraniques.

7. **Noyaux produits par les métaux.** — Aux détentes comprises entre 1,25 et 1,38 les noyaux paraissent plus nombreux au voisinage d'une surface métallique.

8. **Noyaux produits par l'action de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc électrisée négativement.** — *Dans l'air :* La chute minimum de pression nécessaire pour la production du brouillard a été de 151^{mm}, correspondant à une détente 1,252, la même qu'avec les rayons X ou les rayons uraniques; la densité du brouillard augmentait avec la distance du zinc à la surface de l'eau; le champ a varié de 11,25 à 300 volts par centimètre. Quand la plaque de zinc était positive, les résultats étaient les mêmes que lorsqu'elle n'était pas chargée; la chute minimum de pression était 181^{mm}.

Dans l'hydrogène : La détente nécessaire pour faire apparaître le brouillard est 1,247 (correspondant à une chute de pression de 145^{mm}) comme pour les rayons X et les rayons uraniques; la densité du brouillard augmente d'abord avec le champ, passe par un maximum et décroît ensuite, probablement parce que le champ entraîne alors les noyaux plus rapidement qu'ils ne se forment; cet effet se produirait sans doute dans l'air sous une épaisseur moindre ou une différence de potentiel plus grande. Quand le zinc est positif, l'effet du champ est extrêmement faible.

Plaque fraichement polie: épaisseur d'eau au-dessus du quartz (¹), $1^{cm},5$; *paisseur de la couche d'hydrogène,* $2^{cm},3$; *baromètre,* 749^{mm}; *température,* 15°C.

$$\pi = 12^{mm}; \qquad m = 1^{mm}.$$

ecture du nomètre en llimètres (*p*).	F. E. M.	Résultat de la détente		
		Zinc positif.	Zinc négatif.	Court-circuit (pas de champ).
171.....	6 Leclanché	1 ou 2 gouttes	brouillard	
152.....	6 »	0	pluie	
161.....	6 »	1 ou 2 gouttes	brouillard	1 ou 2 gouttes
161.....	1 »	1 ou 2 gouttes	brouillard léger	
161.....	3 »		brouillard dense	
161.....	6 »		brouillard pas plus dense	
161.....	20 accum.		beaucoup moins dense	
161.....	120	1 ou 2 gouttes	1 ou 2 gouttes	1 ou 2 gouttes
151.....	6 Leclanché	0	très peu de gouttes	
145.....	6 »	0	1 ou 2 gouttes	
143.....	6 »	0	0	

9. **Noyaux produits par l'électricité s'échappant d'un fil de platine pointu.** — Il ne se produit de noyaux que si la pointe est lumineuse dans l'obscurité.

Dans l'air : Si l'on détend pendant que la pointe se décharge, la détente minima est voisine de 1,25; un peu plus faible quand la pointe est négative. Les brouillards sont très fugaces, surtout quand la pointe est positive, et montrent le violent mouvement tourbillonnaire qui accompagne la décharge.

Si l'on réunit brusquement la pointe au sol quelques instants avant de donner la détente, on remarque, dans la chute de pression nécessaire pour produire le brouillard, une diminution d'autant plus grande que l'on a attendu plus longtemps, mais dans aucun cas on n'a eu de brouillard avec une chute inférieure à 4^{cm} ou 5^{cm}. Il semble que les noyaux croissent quand on les abandonne à eux-mêmes. Ils persistent pendant 1 ou 2 minutes (selon que la pointe est positive ou négative); leur nombre diminue considérablement pendant ce temps; après 6 minutes il n'y en a pratiquement plus.

Dans l'hydrogène : Si l'on détend pendant la décharge, la détente minimum qui amène le brouillard est sensiblement la même que dans l'air. Les brouillards obtenus quand la pointe est positive s'évanouissent de suite; quand la pointe est négative, ils durent 2 à 3 secondes.

Quand on met la pointe au sol avant de donner la détente, la diminution de la chute de pression minimum est extrêmement faible si la pointe est

(¹) Le gaz est placé dans une sorte de condensateur dont les armatures, horizontales, sont la lame de zinc et une couche d'eau; l'eau repose sur une plaque de quartz à travers laquelle on dirige le faisceau lumineux.

négative (on n'a jamais eu de brouillard avec une chute inférieure à 13^{cm}), et nulle si la pointe est positive. Les noyaux ne grossissent donc pas dans l'hydrogène. En effet, après 30 secondes, on peut encore en découvrir qui donnent un brouillard avec une chute de pression supérieure à 15^{cm}. Ce fait est favorable à l'hypothèse qui attribue à une cause chimique la croissance des noyaux.

Dans la décharge de cette espèce, dans l'air ou l'hydrogène, les agents du transport de l'électricité sont les *ions*, identiques à ceux qui apparaissent dans l'air exposé aux rayons Röntgen.

10. Action d'un champ électrique sur les différentes espèces de noyaux. — J'ai déjà suggéré (*Camb. Phil. Soc. Proc., loc. cit.*) que les noyaux exigeant des détentes comprises entre 1,25 et 1,37 pour déterminer la condensation doivent être identifiés à ceux qui rendent conducteurs les gaz soumis aux rayons Röntgen ou aux rayons uraniques. J'en donnais pour seule raison l'existence en très petit nombre de ces noyaux dans l'air ou les autres gaz humides, tandis qu'on peut les découvrir en nombre immense dans le gaz rendu conducteur par les rayons X ou les rayons uraniques.

Les expériences sur les noyaux produits par la décharge d'un fil de platine et ceux qui sont dus à l'action de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc chargée négativement confirment cette opinion et, en même temps, inclinent à conclure que, dans tous les cas, les transporteurs de l'électricité sont de même espèce.

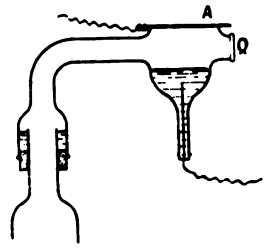
Les résultats obtenus avec l'air exposé à une lumière ultra-violette faible ou à l'action de certains métaux soulèvent cependant une difficulté, car, dans les deux cas, il se produit des noyaux exigeant, pour condenser la vapeur d'eau, à peu près le même degré de sursaturation que les noyaux associés au pouvoir conducteur du gaz. Et il n'y a aucune preuve que la présence des métaux ou l'exposition à la lumière ultra-violette donne à l'air des propriétés conductrices.

On pourrait croire que ce désaccord apparent est dû à la grande délicatesse de la méthode de condensation comme méthode de recherche des ions libres (chaque transporteur était individuellement représenté par une goutte au moment de la détente), et que l'air a, dans ces conditions, une conductibilité réelle, mais trop faible pour que les méthodes ordinaires puissent la déceler. Les expériences qui vont être décrites montrent cependant que les noyaux dus à la présence des métaux ou à l'action de la lumière ultra-violette sur l'air humide diffèrent des noyaux produits par les rayons X ou les rayons uraniques en ce qu'ils ne transportent pas d'électricité ou, plus exactement, ne sont pas affectés par un champ électrique.

L'étude de l'influence du champ a été faite au moyen de l'appareil représenté par la figure 2, et dont la disposition est facile à comprendre.

Lumière ultra-violette. — Les rayons employés étaient assez faibles pour n'avoir pas d'efficacité aux détentes inférieures à 15^{cm}. Il n'y avait aucune différence entre les brouillards obtenus sans champ électrique ou avec un champ de 150 volts par centimètre, que la détente fût produite pendant l'illumination ou 3 secondes après.

Fig. 2.



Q, plaque de quartz fixée à la cire à cacheter; A, plaque d'aluminium fixée de la même manière.

Rayons Röntgen. — Avec une détente de 183^{mm}, le brouillard, très intense en l'absence du champ, devenait très léger avec 150 volts/cm.; bien que, en l'absence du champ, il y eût encore des noyaux 10 secondes après la suppression des rayons, on n'avait aucune condensation lorsque, en présence du champ, on donnait la détente 2 ou même 3 secondes après cette suppression. Ce fait s'explique aisément; en effet, les transporteurs des charges ayant dans l'air une vitesse de $1^{cm},6$ pour un champ de 1 volt/cm (1) devaient, dans les expériences, franchir en $\frac{1}{150}$ de seconde la distance ($1^{cm},6$) des électrodes entre lesquelles le champ était établi.

Puisque le champ n'avait amené aucune diminution apparente, après 3 secondes, dans le nombre des noyaux produits par des rayons ultra-violets faibles, ces noyaux devaient voyager au moins 300 fois moins vite dans le même champ. On ne peut hésiter à conclure qu'ils ne sont pas chargés.

De même, dans une autre expérience où l'on employait une lumière ultra-violette intense (les noyaux devenant par conséquent plus gros), une détente de 64^{mm} en l'absence de champ n'a pas donné de brouillard après 10 secondes d'exposition à la lumière, tandis qu'il y en avait après 15 secondes; il a donc fallu 10 à 15 secondes pour que les noyaux aient pu acquérir la grosseur qui les fait capter par cette détente. Avec 150 volts/cm et la même détente, on a obtenu un brouillard aussi épais après 3 minutes d'exposition. Les noyaux mettaient donc plus de 10 secondes à franchir le champ, soit 1000 fois plus de temps que les noyaux produits par les rayons Röntgen.

La grande diminution du nombre de gouttes, quand on applique le champ pendant l'exposition aux rayons Röntgen, est facile à comprendre. En effet,

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, Vol. XLIV, 1897, p. 422; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 104; *voir* aussi ce Volume.

le nombre des noyaux présents à chaque instant est proportionnel à la vitesse avec laquelle ils prennent naissance et au temps pendant lequel ils persistent. Avant l'application du champ, la vie moyenne des noyaux, dépendant de leur vitesse de recombinaison ou de diffusion jusqu'aux parois, est de l'ordre de 1 seconde, puisque après 2 ou 3 secondes il en reste encore une forte proportion. Sous l'action du champ électrique employé dans les expériences, leur durée doit être réduite à quelque chose comme $\frac{1}{100}$ de cette valeur. Le nombre des gouttes doit donc diminuer dans le même rapport. L'énorme différence constatée dans l'aspect du brouillard, dans le champ et sans lui, est complètement d'accord avec ce résultat. L'absence totale d'une différence de cette espèce avec les brouillards produits par l'action de la lumière ultra-violette prouve encore que les noyaux qui lui sont dus ne se déplacent pas sous l'action de la force électrique.

Rayons uraniques. — Les noyaux correspondants sont chargés, car le champ empêche la production du brouillard.

Métaux. — Les phénomènes sont les mêmes avec et sans force électromotrice. Les noyaux ne sont donc pas chargés; ils ressemblent à ceux que produit la lumière ultra-violette.

Les ions ne sont donc pas les seuls noyaux exigeant, pour produire une condensation, des détentes comprises entre 1,25 et 1,37: la lumière ultra-violette faible et certains métaux produisent des noyaux semblables qui, n'étant pas chargés, ne sont pas des ions.

L'expérience n'a pas encore permis de décider si les noyaux existant toujours en petit nombre dans l'air humide, et y provoquant la condensation, sont ou ne sont pas chargés (1). Elle a montré que l'application d'un champ électrique est sans influence sur la formation des brouillards très denses produits par les détentes supérieures à 1,38 et correspondant à un degré de sursaturation suffisant, dans notre hypothèse, pour les produire indépendamment de la présence de noyaux autres que les molécules mêmes de gaz ou de vapeur.

11. Les ions et la condensation. — La conductibilité donnée aux gaz par les rayons X, les rayons uraniques ou l'action de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc électrisée négativement est due à des corpuscules de même nature, car ils agissent de la même manière comme agents de condensation, et ont des vitesses égales dans des champs électriques égaux. Ils ne sont pas de même nature que les poussières, puisqu'il faut une sursaturation d'au moins 4,2 pour qu'ils puissent condenser la vapeur d'eau. La valeur approximative du rayon d'une goutte d'eau équivalente est $8,6 \times 10^{-8}$ cm; ils ne sont donc pas beaucoup plus gros que les molécules. On pourrait expliquer la persistance d'une goutte ou d'un noyau de cette grosseur en supposant qu'il transporte une charge de $1,5 \times 10^{-9}$ unités E.S.

(1) Voir *Phil. Mag.*, juin 1904.

SUR L'EFFICACITÉ RELATIVE DES IONS

POSITIFS ET NÉGATIFS

COMME CENTRE DE CONDENSATION,

PAR C.-T.-R. WILSON.

Traduit de l'anglais par P. LANGEVIN.

Philosophical Transaction, A, t. CXCIII, 1899, p. 289 à 308.

Le travail dont les résultats sont donnés ici forme une partie des recherches relatives à l'électricité atmosphérique que j'ai entreprises sur l'invitation du Meteorological Council.

La relation entre la pluie et l'électricité atmosphérique est une des questions dont l'étude expérimentale m'a été proposée. L'importance à ce sujet du point particulier traité dans ce Mémoire a été déjà indiquée par le professeur J.-J. Thomson qui dit (¹) : « Si les ions négatifs, par exemple, différaient des positifs dans leur propriété de condenser la vapeur d'eau, nous pourrions obtenir un nuage formé autour d'une seule espèce d'ions. Les ions sur lesquels s'est produit le nuage tomberaient alors sous l'action de la pesanteur et nous pourrions ainsi obtenir la séparation des ions positifs et négatifs et production d'un champ électrique, le travail nécessaire pour la création de ce champ étant fourni par la gravitation. »

Pour rendre vraisemblable cette hypothèse sur l'origine de l'électricité atmosphérique, il est nécessaire de donner des raisons justifiant : 1° que l'air atmosphérique contient des ions libres dans les régions où la pluie se forme ; 2° que les ions positifs et négatifs diffèrent dans leur pouvoir comme centres de condensation.

Des expériences antérieures rendent très vraisemblable le premier

(¹) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, décembre 1898 ; *voir* aussi ce Volume.

de ces faits : quand on détend brusquement de l'air privé de poussières, une légère condensation en forme de pluie se produit toujours si la sursaturation dépasse une certaine limite. Cette limite coïncide avec celle qui correspond à la formation des nuages dans l'air ionisé par les rayons de Röntgen ou autrement. On a montré que, dans ce cas, les centres de condensation sont les ions mêmes auxquels est due la conductibilité du gaz exposé aux rayons. L'égalité des détentes nécessaires pour produire les quelques gouttes visibles en l'absence de rayons et pour condenser la vapeur sur les ions est si précise qu'elle paraît presque suffisante pour démontrer que l'air humide ordinaire est toujours faiblement ionisé. Le nombre des centres de condensation y est si faible que l'absence de conductibilité sensible dans les conditions ordinaires ne contredit nullement l'hypothèse que ces centres sont des ions. Je décris à la fin de ce Mémoire quelques expériences tentées pour vérifier si ces centres sont chargés ou non.

Je m'occuperai surtout, cependant, de la deuxième des questions posées plus haut; les expériences qui vont être décrites prouvent qu'il existe une grande différence entre les ions positifs et négatifs au point de vue de leur influence sur la condensation de la vapeur d'eau; une sursaturation beaucoup moindre est nécessaire pour condenser l'eau sur les ions négatifs que sur les positifs. Ces expériences fournissent donc une explication possible pour la prédominance des pluies chargées négativement (1) telle que l'exigent les théories qui attribuent aux précipitations le rôle essentiel dans la charge négative du sol.

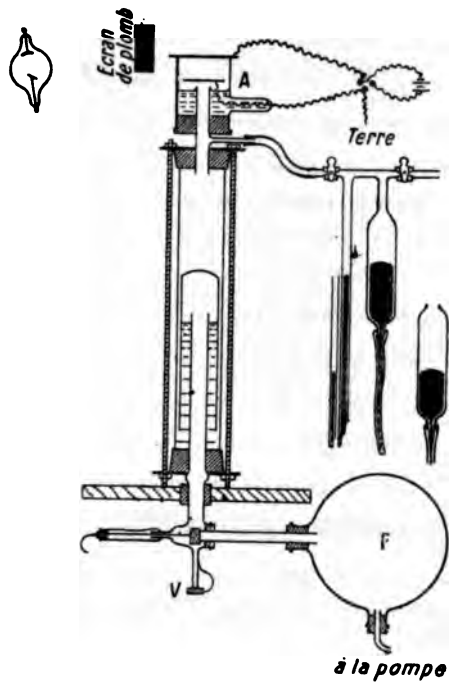
Pour effectuer la comparaison on cherche à produire des détentes dans de l'air humide contenant des ions tous, ou presque tous, de même signe, alternativement positif et négatif.

L'auteur emploie d'abord un appareil (*fig.* 1) analogue à ceux des Mémoires antérieurs, mais où le récipient supérieur A où se produit la détente contient deux plateaux métalliques parallèles, dont l'un ferme le récipient à la partie supérieure et entre lesquels on établit, au moyen d'une pile et d'un inverseur, un faible champ électrique de sens variable. L'air n'est ionisé que dans une couche mince au voisinage du plateau inférieur par un faisceau étroit de rayons de Röntgen que limite un écran de plomb épais. Le champ déplace vers la masse du gaz les ions d'un certain signe, tandis qu'il amène les autres vers

(1) Les premières observations d'Elster et Geitel ont semblé démontrer cette prédominance des pluies négatives (*Sitzungsber. d. k. Akad. in Wien*, 1899, II A, p. 421), mais elle ne se retrouve pas dans leurs observations ultérieures (*Terrestrial Magnetism*, Vol. IV, p. 15).

le plateau voisin qui les absorbe immédiatement. Le gaz renferme donc principalement des ions du premier signe.

Fig. 1.



Toutes les surfaces métalliques intérieures à A étaient couvertes de papier filtre humide pour maintenir l'air saturé de vapeur d'eau et pour éviter que des centres de condensation soient émis par le métal lui-même.

Il y a un avantage considérable à disposer les plateaux horizontalement et la couche ionisée par les rayons au voisinage du plateau inférieur, car les gouttes formées sur les ions qui sont en moindre nombre (et qui se trouvent à la partie inférieure) n'ont qu'une faible distance à franchir en tombant et, si la condensation se produit seulement sur ces ions, les gouttes ne se trouvent qu'à la partie inférieure du récipient.

Dans les premières expériences effectuées avec cet appareil la détente était produite sans qu'on ait auparavant coupé les rayons.

L'appareil étant réglé de manière à donner des détentes légèrement supérieures à la limite $\frac{v_2}{v_1} = 1,25$, des nuages relativement denses

étaient obtenus quand le plateau supérieur était maintenu à un potentiel plus élevé de quelques volts que celui du plateau inférieur, les ions négatifs étant alors en excès; tandis que, après inversion du champ, les ions positifs prédominant, on ne pouvait observer qu'une légère condensation, localisée principalement au voisinage du plateau où doivent se trouver les ions négatifs. Avec des détentes de la grandeur $\frac{v_2}{v_1} = 1,35$ les nuages obtenus ne dépendaient plus de la direction du champ et il en est ainsi jusqu'à la détente 1,38, pour laquelle des nuages abondants se produisent même en l'absence de rayons.

Avec le champ dans la direction qui donne un excès d'ions négatifs dans le gaz, la densité des nuages obtenus après détente restait sensiblement invariable pour toutes les valeurs de $\frac{v_2}{v_1}$ comprises entre 1,28 et 1,38. Au contraire, quand le plateau supérieur était relié au pôle négatif de la pile de manière que les ions positifs soient en excès, les gouttes restaient rares juqu'à ce que $\frac{v_2}{v_1}$ devienne égal à 1,31, valeur pour laquelle le nombre des gouttes commence à augmenter avec la détente. Pour $\frac{v_2}{v_1} = 1,33$ on obtient des nuages déjà denses avec les ions positifs, quoique beaucoup moins qu'avec les ions négatifs. Enfin, au-dessus de 1,35, on ne peut plus distinguer les nuages positifs des négatifs.

Ces résultats n'admettent qu'une interprétation : la condensation se produit sur quelques ions négatifs pour $\frac{v_2}{v_1} = 1,25$; presque tous les ions négatifs sont utilisés quand $\frac{v_2}{v_1}$ dépasse 1,28; tandis que pour produire la condensation sur les ions positifs la détente doit dépasser 1,31 environ; tous les ions positifs et négatifs sont utilisés quand $\frac{v_2}{v_1}$ dépasse 1,35.

Des expériences furent ensuite faites où la détente était produite après suppression des rayons, et donnèrent avec plus de netteté encore des résultats conformes aux précédents : les gouttes, quand le champ fait prédominer les ions positifs et que la détente est inférieure à 1,31, n'étaient pas plus nombreuses que si les rayons n'avaient pas agi du tout.

L'auteur s'est assuré tout d'abord que l'aspect du nuage varie peu quand l'intervalle entre la suppression des rayons et la détente du gaz varie de 2 ro à 2 secondes.

Le Tableau suivant donne un exemple des résultats.

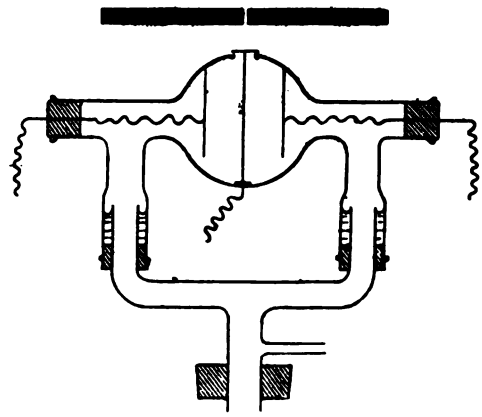
Rayons supprimés avant la détente
(1 élément Leclanché entre les deux plateaux).

$\frac{v_2}{v_1}$.	Résultat. Plateau supérieur négatif (ions + en excès).	Plateau supérieur positif (ions — en excès).
1,28....	1 ou 2 gouttes	nuage
1,29....	1 ou 2 gouttes	nuage
1,31....	très peu de gouttes	nuage
1,32....	peu de gouttes	nuage
1,33....	pluie	nuage
1,34....	léger nuage	nuage
1,36....	nuage aussi dense que les négatifs	nuage

Un appareil double fut ensuite construit pour observer simultanément les effets produits par les ions des deux signes.

Le récipient A est remplacé par l'appareil (*fig.* 2) où la détente est produite dans un récipient sphérique séparé en deux portions par une cloison

Fig. 2.



métallique médiane au-dessus de laquelle une feuille d'aluminium mince mastiquée sur le verre laisse passer un faisceau de rayons qui ionise le gaz dans deux couches minces de part et d'autre de la cloison. Deux plateaux métalliques triangulaires pour laisser entre eux et la paroi la place pour l'aspiration permettent de créer des champs entre eux et la cloison médiane dans des sens tels que, dans les deux moitiés, prédominent des ions de signes contraires. La symétrie étant réglée de manière que, en l'absence de ces champs, les nuages obtenus soient identiques et tombent avec la même vitesse des deux côtés, il en est autrement une fois les champs établis. Pour éliminer toute dissymétrie accidentelle, on inverse les deux champs et la différence se produit en sens inverse.

La durée de chute indiquée dans le Tableau suivant est le temps nécessaire au sommet du nuage pour descendre au-dessous d'un faisceau de lumière dirigé dans l'appareil au moyen d'une lentille.

Champs produits par quatre éléments Leclanché fermés sur 200 ohms dont le milieu est à la cloison médiane.

$\frac{v_2}{v_1}$.	Temps mis par le nuage à tomber à gauche.	sec.	à droite.	sec.	Rapport des temps $\frac{\text{négatifs}}{\text{positifs}}$.	
1,28	positifs	5	négatifs	16	3,2	4,1
	négatifs	15	positifs	3	5,0	
1,30	négatifs	15	positifs	2	7,5	5,1
	positifs	5	négatifs	15	3,0	
	négatifs	10	positifs	2	5,0	
	positifs	2	négatifs	10	5,0	
1,31	positifs	7	négatifs	12	1,7	1,8
	négatifs	14	positifs	7	2,0	
1,32	négatifs	8	positifs	5	1,6	1,5
	positifs	8	négatifs	10	1,2	
	négatifs	14	positifs	8	1,7	
	positifs	8	négatifs	17	1,4	
1,33	négatifs	12	positifs	10	1,2	1,15
	positifs	12	négatifs	13	1,1	
1,35	négatifs	10	positifs	10	1,0	1,0
	positifs	10	négatifs	10	1,0	

Il ne semble pas qu'il y ait aucun accroissement dans le nombre des ions négatifs utilisés pour la formation des gouttes quand $\frac{v_2}{v_1}$ traverse la région dans laquelle les ions positifs commencent à agir. Le Tableau suivant donne un exemple des résultats obtenus pour diverses détentes faites à court intervalle, de manière que la radiation n'ait pas le temps de changer notablement d'intensité.

$\frac{v_2}{v_1}$.	Temps mis par les nuages à tomber à gauche.	sec.	à droite.	sec.
1,30	positifs	2	négatifs	12
1,30	négatifs	12	positifs	3
1,37	négatifs	12	positifs	12
1,37	positifs	12	négatifs	12

Pour vérifier que la méthode employée est sensible à une légère différence entre les nombres de gouttes produites de part et d'autre,

on a créé des deux côtés de la cloison médiane des champs qui tendaient à déplacer les ions négatifs vers le gaz, mais ces champs étaient d'intensités différentes dans le rapport de 2 à 3, et le champ le plus intense, recueillant les ions plus rapidement, doit leur laisser une densité moindre dans le gaz et correspondre, pour la même détente, à la formation d'un nombre moindre de gouttes, plus grosses par suite et tombant plus vite.

$$\frac{v_2}{v} = 1,30.$$

	Côté gauche.	Côté droit.
Intensités relatives des champs....	3	2
Temps mis à tomber.....	10 secondes	12 secondes
Intensités relatives des champs....	2	3
Temps mis à tomber.....	12 secondes	10 secondes

L'auteur montre ensuite qu'un champ intense ne supprime pas la condensation peu abondante qui se produit pour les détentes supérieures à 1,25 dans l'air normal non soumis à des rayons de Röntgen. Il en est de même pour la condensation plus abondante provoquée par la lumière ultra-violette d'une étincelle entre pointes d'aluminium placée à des distances de l'appareil variant de 55^{cm} à 180^{cm}.

Conclusions.

1° Pour que la vapeur d'eau se condense sur les ions négatifs, la sursaturation doit atteindre la valeur correspondant à la détente 1,25 (environ sursaturation égale à 4). Pour que la vapeur d'eau se condense sur les ions positifs, la sursaturation doit atteindre une limite beaucoup plus élevée correspondant à la détente 1,31 (sursaturation environ 6).

2° Les centres de condensation toujours présents en petit nombre dans l'air en l'absence d'actions ionisantes artificielles, et nécessitant exactement la même sursaturation que les ions pour provoquer la condensation (aussi bien que les centres produits en beaucoup plus grand nombre dans l'action de la lumière ultra-violette sur l'air humide) ne peuvent pas être considérés comme des ions libres, à moins qu'on ne suppose l'ionisation produite au moment même de la sursaturation [1].

Nous voyons donc que, si les ions agissent dans l'atmosphère comme centres de condensations, ce doivent être principalement ou unique-

[1] Conclusion modifiée par l'auteur dans des travaux ultérieurs.

ment les ions négatifs, de telle sorte qu'un excès de charges négatives se trouvera apporté au sol par les pluies.

NOTE AJOUTÉE LE 25 SEPTEMBRE 1899.

Pour que les résultats précédents puissent s'appliquer aux phénomènes de l'électricité atmosphérique, il est nécessaire de supposer que la condensation se produit fréquemment dans des régions où la vapeur d'eau est sursaturante. Les faits expérimentaux manquent pour ou contre l'existence d'une telle sursaturation qui peut se produire seulement dans les régions élevées. Von Bezold et d'autres admettent la sursaturation pendant les orages. (*Sitzungsberichte d. Akad. d. Wissenschaft. zu Berlin,* 1892.)

Dans les couches inférieures de l'atmosphère, toujours chargées de poussières, on ne peut admettre aucune sursaturation. Mais, quand il existe un courant d'air ascendant, les particules de poussière peuvent être retenues dans les couches inférieures de nuages, chacune d'elles se chargeant d'eau par condensation et cessant de s'élever dès qu'une grosseur critique est atteinte qui dépend de la vitesse d'ascension du courant d'air. La sursaturation peut ainsi se produire dans l'air qui a laissé au-dessous de lui ses particules de poussière, et si le courant ascendant atteint une hauteur suffisante, une seconde condensation pourra se produire sur les ions à un niveau plus élevé que celui des premiers nuages, ainsi que je l'ai indiqué dans un Mémoire antérieur (*Phil. Trans.,* A, Vol. 189, 1897, p. 286); les conditions sont alors telles que les résultats du présent travail deviennent applicables.

Les gouttes ainsi formées pourront être trop grosses pour que le courant d'air ascendant continue à les supporter, et leur chute s'accélérera pendant leur passage à travers les couches inférieures sursaturées, ou bien elles pourront continuer à être supportées par le courant ascendant et formeront une couche supérieure de nuages. Ceci dépend de la vitesse verticale de l'air, du nombre des ions et d'autres conditions encore. De toute manière, les gouttes ainsi formées doivent être chargées négativement et laisser au-dessus d'elles des couches d'air positives.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE
DE L'AIR ET DES VAPEURS SALINES,

PAR HAROLD-A. WILSON.

Traduit de l'anglais par Édouard SALLES.

Philos. Trans., t. CXCVII, 1901, A, p. 415 à 441.

.... Nous allons maintenant considérer le calcul de l'énergie requise pour ioniser le gaz conducteur, en partant de la variation de conductibilité avec la température. L'ionisation a pratiquement lieu dans une couche mince, proche de la surface de platine, et le nombre d'ions, dans cette couche, dépendra à la fois de la vitesse avec laquelle ils sont formés et de la vitesse avec laquelle ils se recombineront. Afin d'effectuer ce calcul, la vitesse de production des ions sera considérée comme fonction de la température et de la concentration du gaz dans cette couche. A une température constante quelconque, si C est la concentration du gaz et C′ celle des ions positifs et négatifs supposée égale, nous avons

$$C = \alpha C'^2,$$

où α est une constante, et nous supposerons qu'une molécule du gaz se dissocie en deux ions.

Le cas est évidemment analogue à la dissociation de Az^2O^4 ou $2AzO^2$, et l'équation ordinairement employée pour représenter la variation de la dissociation avec la température peut s'utiliser ici; nous aurons donc [1]

$$\frac{q}{2}\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right) = \log\left(\frac{x_1^2}{x_2^2}\,\frac{1 - x_2^2}{1 - x_1^2}\,\frac{T_2}{T_1}\right),$$

où q est la chaleur développée lorsqu'une molécule-gramme du gaz

[1] VAN'T HOFF, *Leçons de Chimie physique*, Vol. I.

est formée par recombinaison d'ions, et x la fraction du gaz dissocié à la température absolue T; q est supposé exprimé en calories et considéré comme constant entre T_1 et T_2.

Si x est petit, l'équation devient approximativement

$$\frac{x}{[illegible]} \quad \frac{}{T_2} - \frac{}{[illegible]} = \log \frac{x_1^2}{x_2^2} \frac{T_2}{T_1}.$$

[illegible] est faible, le courant est égal à [illegible] nombre d'ions négatifs et positifs dans [illegible] couche, k_1 et k_2 les vitesses [illegible] A une constante; k_1 et k_2 [illegible] probablement proportionnels à [illegible] température absolue, par exemple la [illegible] de température.

[illegible] de 1000° C., k_1 et k_2 peuvent [illegible] faibles écarts de température sans [illegible] force électromotrice faible le [illegible] est proportionnel à x quand x est [illegible]

$$[illegible] = \log \frac{x_1^2}{x_2^2} \frac{T_2}{T_1},$$

[illegible] voisins l'un de l'autre, nous [illegible] rapport des deux courants [illegible]

[illegible] de q obtenues en partant du [illegible]

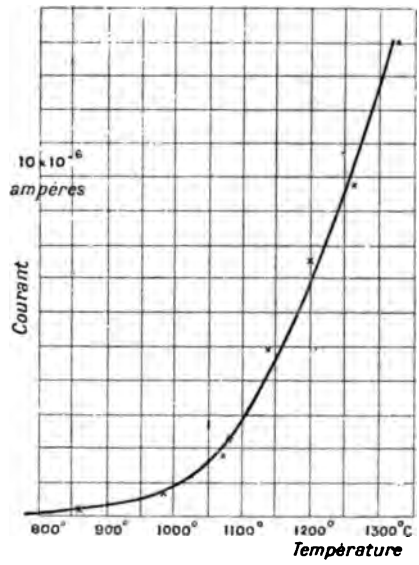
			C.	q.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	71 000
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	64 000
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	49 000

[illegible] d'air, est d'environ 60 000^{cal} [illegible]

[illegible] courant avec la tempéra- [illegible] expérimental était le [illegible] que le même galva- [illegible] tube de platine et l'élec- [illegible] couple thermo-électrique.

Si nous considérons les charges portées par les ions comme égales à celles des ions produits par l'électrolyse des solutions, nous pouvons alors avoir une évaluation de la chute de potentiel à laquelle doit

Fig. 1.



être soumis l'ion pour ioniser une molécule d'air. Il faut $9,6 \times 10^4$ coulombs pour électrolyser 1 molécule-gramme d'une substance quelconque; par conséquent, la chute de potentiel nécessaire sera de

$$\frac{60\,000 \times 42 \times 10^6}{9,6 \times 10^4 \times 10^7} = 2,6 \text{ volts.}$$

L'énergie mise en liberté dans une solution quand une molécule-gramme d'eau est formée en partant des ions H et OH, est connue pour être environ $17\,000^{cal}$, et quand l'ozone O^3 est décomposé en oxygène $30\,000^{cal}$ sont mises en liberté. Il est intéressant de noter que cette énergie dans les deux cas est du même ordre de grandeur que celle calculée pour ioniser l'air.

Rutherford a déterminé, d'une part, la quantité d'énergie absorbée sous forme de rayons de Röntgen par un volume donné d'air, et, d'autre part, le nombre d'ions produits dans le même volume par les rayons; de ces données il a déduit l'énergie nécessaire pour ioniser une molécule d'air à la température ordinaire; son résultat, exprimé en volts et multiplié par la charge portée par l'ion, est donné par le

nombre 170, nombre environ 70 fois supérieur à celui que j'ai obtenu à des températures supérieures à 1000°. Il est probable que, dans l'expérience du professeur Rutherford, la plus grande partie des rayons de Röntgen absorbés par l'air n'était pas employée à produire des ions.

Si nous supposons que l'énergie requise pour ioniser une molécule est due à l'attraction électrique entre les deux charges, il est alors facile de calculer la distance qui les sépare avant que la molécule soit ionisée.

Si e est la charge portée par l'ion et r la distance requise,

$$\frac{2,6e}{300} = \frac{e^2}{r}$$

et, d'après J.-J. Thomson (1),

$$e = 6 \times 10^{-10} \text{ unités E.S.},$$

d'où

$$r = 7 \times 10^{-8} \text{ cm}.$$

Ce nombre est du même ordre de grandeur que le rayon d'activité moléculaire dans les liquides à la température ordinaire. Le professeur Townsend (2) a montré que la chute de potentiel nécessaire pour que l'ion ait une énergie suffisante pour ioniser une molécule d'air à la température ordinaire est probablement moindre que 5 volts, et supérieure à 1 volt. Mon résultat, 2,6 volts pour l'air à des températures supérieures à 1000° C., est, par suite, presque le même que celui de Townsend, en dépit de la grande différence entre les températures où ses expériences et les miennes ont été faites.

---

(1) *Phil. Mag.*, décembre 1898.

(2) *Conductibilité produite dans les gaz par le mouvement des ions chargés négativement* (*Phil. Mag.*, février 1901).

LES LOIS DE L'ÉLECTROLYSE DES VAPEURS

DES SELS ALCALINS,

PAR HAROLD-A. WILSON.

Traduit de l'anglais par M. MOULIN.

Philosophical Magazine, t. IV, 1902, p. 207 à 214.

En 1891, Arrhénius (*Wied. Ann.*, t. XLII, 1891, p. 18) publiait les résultats de recherches qu'il avait faites sur le passage de l'électricité à travers les flammes contenant des vapeurs salines, et proposait d'admettre comme théorie que les sels sont dissociés en ions de la même façon que dans les solutions aqueuses.

Les résultats d'Arrhénius furent confirmés et étendus, en 1899, par des recherches commencées par le professeur A. Smithell et poursuivies en collaboration avec le Dr H.-M. Dawson et l'auteur (*Phil. Trans.*, A. 1899). Depuis, l'auteur a publié les résultats de travaux ultérieurs qui semblent montrer d'une manière concluante que la conduction à travers les vapeurs salines s'effectue par l'intermédiaire d'ions de quelque nature et, par conséquent, est analogue à la conduction dans les solutions, à ce point de vue au moins.

Les expériences qui vont être décrites maintenant furent entreprises dans le but de déterminer les conductivités relatives des vapeurs de différents sels alcalins à diverses températures. Quelques-uns des résultats obtenus ont été publiés dans une Note sur la *conductibilité électrique de l'air et des vapeurs salines*, lue à la Société Royale cette année.

En solution aqueuse, un sel, tel que KCl, se dissocie en deux ions (+ K) et (— Cl), de sorte qu'il est naturel de supposer que, dans les vapeurs salines, les ions sont de même nature.

Toutefois, la détermination des mobilités des divers ions dans les vapeurs salines montre que ces ions se comportent généralement comme s'ils étaient beaucoup plus lourds que des atomes isolés et que

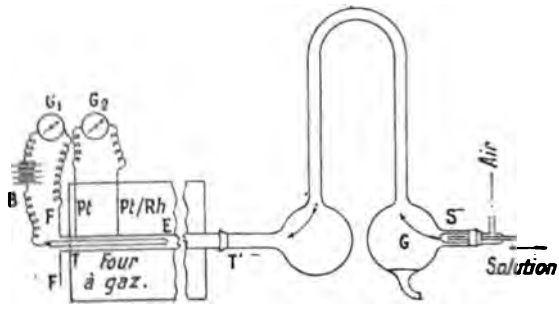
l'ion positif se meut toujours plus lentement que l'ion négatif. Dans ces conditions l'hypothèse précédente ne semble plus pouvoir se justifier sans qu'une expérience ultérieure ne prouve en sa faveur.

Les expériences qui vont être décrites maintenant montrent d'une façon concluante qu'au-dessus de 1300°C., il y a une analogie étroite entre les vapeurs salines et les électrolytes liquides. En fait, elles montrent que les lois de l'électrolyse de Faraday sont rigoureusement applicables aux vapeurs salines de la même façon qu'aux solutions salines.

Il est probable que les ions gazeux attirent vers eux les molécules neutres dont la présence explique leur très faible mobilité; et, dans cet ordre d'idées, les ions positifs contiennent évidemment beaucoup plus de molécules que les ions négatifs, de sorte que les ions négatifs se meuvent plus vite. Mais cette condensation, qui paraît particulière aux ions à l'état gazeux, n'influe pas nécessairement sur le nombre d'ions produits par la dissociation d'une molécule du sel ou sur les charges qu'ils transportent. On verra, par la suite, qu'un sel à l'état de vapeur donne naissance au même nombre d'ions, transportant la même charge, qu'un sel en solution aqueuse; en d'autres termes, une vapeur saline jouit, au point de vue du transport de l'électricité, des mêmes propriétés qu'une égale quantité de sel en solution.

L'appareil employé est schématisé dans la figure 1. Il se composait

Fig. 1.



d'un tube de platine TT' de 40cm de longueur et de 0cm,75 de diamètre qui portait une collerette FF de 6cm de diamètre à l'une de ses extrémités. Ce tube était soutenu horizontalement dans un four tubulaire de Fletcher. La collerette servait à protéger l'extrémité ouverte contre les gaz du four. Une électrode isolée EE, qui consistait en un tube de platine de 10cm de longueur et de 0cm,3 de diamètre, était

soutenue dans une position réglable le long de l'axe du tube TT'. L'extrémité de cette électrode était fermée par un chapeau conique en platine et se trouvait engagée de 9^{cm} à l'intérieur du tube.

En T', le tube de platine était ajusté, de manière à ce que le joint soit étanche, dans un tube de verre par lequel arrivait de l'air chargé de gouttelettes d'une solution saline. Les gouttelettes étaient obtenues à l'aide d'un pulvérisateur de Gouy S qui projetait ces gouttelettes dans une ampoule G d'environ 8^{cm} de diamètre; l'air et les gouttelettes passaient ensuite à travers un tube en U renversé dans lequel les plus grosses gouttes se déposaient. La solution saline était contenue dans un réservoir dont le niveau était à 30^{cm} au-dessus du bec du pulvérisateur. La plus grande partie des gouttes était arrêtée dans l'ampoule et dans la première partie du tube en U et était remontée au réservoir par un tube dans lequel le liquide était chassé par de l'air comprimé.

L'air comprimé employé était obtenu au moyen de deux trompes soufflantes semblables à l'une de celles qui ont été employées dans le travail précédent sur la conductivité des flammes. Un peu d'air s'échappait par barbotage dans du mercure pour maintenir la pression à peu près constante; le reste passait dans une grande tourie pour atténuer les petites oscillations de pression.

La pression de l'air au pulvérisateur était mesurée au moyen d'un manomètre à eau et était maintenue à 50^{cm}. Ce dispositif fournissait assez d'air pour faire fonctionner le pulvérisateur et le four, sauf pour des températures supérieures à 1100°, pour lesquelles l'air envoyé au four était additionné d'oxygène provenant d'un tube à gaz comprimé, ce qui permettait d'atteindre une température de 1400° C.

La température du tube était mesurée au moyen d'un couple thermo-électrique platine-platine rhodié qui était simplement relié par l'intermédiaire d'une boîte de résistance et d'un commutateur à un galvanomètre amorti Ayrton-Mather d'environ 500 ohms de résistance.

Le fil de platine servait à supporter le tube et le fil Pt-Rh était soudé sur le tube en un point de sa surface supérieure, de sorte que le tube lui-même formait un des éléments du couple. Le couple était étalonné en déterminant la déviation du galvanomètre correspondant au point de fusion de SO^4K^2 qui fond suivant Heycock et Neville à 1066° C., SO^4K^2 étant introduit dans le tube sur une petite spatule de platine; on augmentait graduellement la température et l'on notait la déviation correspondante. Alors, maintenant le tube à

une série de températures croissantes aux environs du point de fusion et cherchant à laquelle SO^4K^2 fondait, il était possible d'obtenir deux températures très voisines pour l'une desquelles SO^4K^2 fondait et pour l'autre restait solide. La moyenne des deux déviations du galvanomètre était considérée comme correspondant à 1066°C. et la température correspondant à une autre déviation était d'abord calculée en supposant la déviation proportionnelle à la différence de température des deux soudures. Les températures correspondant au couple platine, ainsi obtenues, ont été ramenées à l'échelle centigrade au moyen des Tables de correction données par Callendar (*Phil. Mag.*, déc. 1899, p. 534).

Cette méthode de détermination des températures était très suffisamment précise pour le but des présentes recherches, pour lesquelles il était inutile d'avoir une précision plus grande que 5° à 10°; suivant Callendar, les corrections sont beaucoup plus précises vers 1000° et. à 300°, l'erreur n'est pas supérieure à 10°.

Les fils de Pt et Pt-Rh plongeaient dans des godets de mercure maintenus à température connue dans un bain d'eau; de ces godets partaient des fils de cuivre conduisant au galvanomètre.

Le gaz qui alimentait le four était maintenu à pression constante au moyen d'un gazomètre et le tube amenant l'air et l'oxygène était muni d'un manomètre à eau au moyen duquel on pouvait maintenir la pression constante pendant un temps aussi long qu'il était nécessaire. De cette manière, le tube pouvait être, sans difficulté, maintenu constamment à la température voulue à moins de 5°C. près.

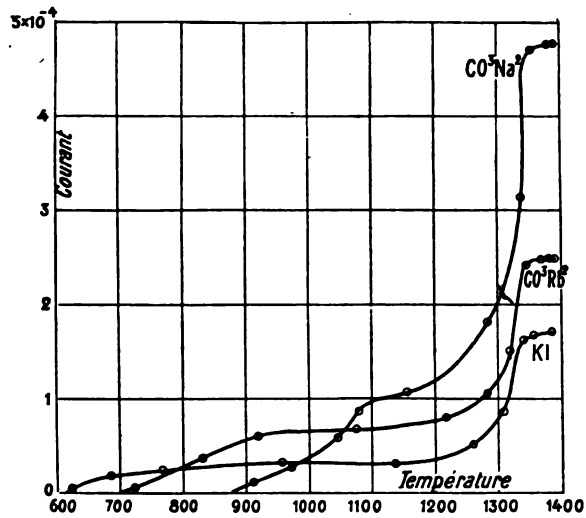
Le courant qui passait à travers l'air et la vapeur saline entre l'électrode EE et le tube TT', sous des différences de potentiel variées, était mesuré au moyen d'un galvanomètre Ayrton-Mather G_1. La différence de potentiel était obtenue à l'aide d'une batterie de petits accumulateurs B et était mesurée au moyen d'un voltmètre électrostatique Braun indiquant de 50 volts à 1500 volts. Deux commutateurs servaient à renverser le courant, soit dans le galvanomètre seulement, soit dans tout l'appareil.

La figure 2 montre la variation du courant avec la température sous une force électromotrice constante (840 volts), quand on pulvérise des solutions à 1^g par litre.

On verra que, dans chaque cas, le courant croît rapidement jusqu'à une valeur à peu près constante qui, dans le cas de KI, se maintient pour une grande variation de température. Vers 1200°, le courant recommence à monter rapidement et, pour une température supé-

rieure à 1300°, il atteint brusquement une valeur à peu près constante. C'est de cette valeur sensiblement constante que s'occupe la présente Note. Elle paraît être le courant maximum que peut transporter la quantité de sel passant à travers le tube, parce qu'il varie très peu quand on accroît la température ou la force électromotrice.

Fig. 2.



Naturellement, il est possible qu'avec des températures ou des forces électromotrices plus élevées que celles qu'il était permis d'utiliser dans ces expériences, un nouvel accroissement de courant puisse se présenter; mais, en l'absence d'une preuve contraire, cette valeur approximativement constante du courant sera regardée dans ce qui suit comme le courant maximum que le sel employé peut transporter.

Ce courant peut être appelé, par convention, *courant de saturation* pour le sel particulier employé.

Dans le Tableau suivant, les valeurs de ce courant maximum observées avec un certain nombre de solutions de différents sels sont données dans la colonne intitulée *courant* (C). L'équivalent électrochimique (E) et la valeur du produit EC sont également donnés pour chaque solution.

La température dans chaque cas était d'environ 1350° C. et la force électromotrice, de 840 volts.

Sel.	Grammes par litre.	Équivalent électro-chimique E.	Courant C.	EC.
CsCl.....	10	168	$15,1 \times 10^{-4}$	$2,54 \times 10^{-1}$
RbI.....	10	212	13,5 »	2,86 »
KI.....	10	166	16,4 »	2,72 »
NaI.....	10	150	16,4 »	2,46 »
CsCl.....	1	168	1,61 »	$2,70 \times 10^{-2}$
Cs^2CO^3....	1	163	1,61 »	2,62 »
RbI.....	1	212	1,25 »	2,65 »
RbCl.....	1	121	2,24 »	2,71 »
Rb^2CO^3...	1	115	2,44 »	2,80 »
KI.....	1	166	1,66 »	2,75 »
KBr.....	1	119	2,13 »	2,53 »
KF.....	1	58	4,42 »	2,57 »
K^2CO^3....	1	69	4,00 »	2,76 »
NaI.....	1	150	1,82 »	2,73 »
NaBr.....	1	103	2,44 »	2,52 »
NaCl.....	1	59	4,73 »	2,79 »
Na^2CO^3...	1	53	4,73 »	2,51 »
LiI.....	1	134	2,03 »	2,72 »
LiBr.....	1	87	3,12 »	2,72 »
LiCl.....	1	43	6,25 »	2,69 »
Li^2CO^3....	1	37	$7,48 \times 10^{-4}$	$2,77 \times 10^{-2}$

Il est clair, d'après ces résultats, que le courant de saturation est inversement proportionnel à l'équivalent électrochimique du sel. La valeur moyenne $2,67 \times 10^{-2}$ du produit EC pour des solutions à 1^g par litre est très approximativement égale au $\frac{1}{10}$ de la valeur $2,65 \times 10^{-1}$ obtenue avec des solutions contenant 10^g par litre, ce qui montre que le courant de saturation est proportionnel à la concentration de la solution pulvérisée.

Quand un électrolyte est décomposé par le passage du courant, suivant les lois bien connues de l'électrolyse données par Faraday, la quantité de sel décomposée est proportionnelle : 1° à la quantité d'électricité transportée et 2° à l'équivalent chimique du sel. Nous voyons donc que les résultats précédents qui montrent : 1° que la quantité maxima d'électricité transportée par une vapeur saline est proportionnelle à la quantité de sel passant entre les électrodes et 2° que le courant de saturation pour une quantité déterminée de sel qui passe entre les électrodes est inversement proportionnel à l'équivalent chimique du sel, prouvent que les lois de l'électrolyse de Faraday s'appliquent aussi au courant de saturation transporté par une vapeur saline.

Pour montrer que l'analogie entre les vapeurs salines et les électrolytes est complète, il reste à montrer que le facteur de proportionnalité de la seconde loi est le même pour les deux. Pour en décider, il était nécessaire de déterminer la quantité de sel qui passait entre les électrodes quand une solution de concentration connue était pulvérisée.

La quantité de sel passant dans le tube était déterminée par une méthode qui est une modification de celle primitivement employée par Arrhénius pour mesurer la quantité de sel pulvérisée dans une flamme.

Une solution contenant 40^g de chlorure de lithium par litre était pulvérisée. L'air chargé de gouttelettes était mélangé avec du gaz d'éclairage et le mélange brûlait au bout d'un tube de laiton, de manière à former une flamme de Bunsen. Un brûleur Bunsen était réglé de façon à donner une flamme semblable et sensiblement égale qui fut placée tout près de la première. Une perle pesée de LiCl fondu était maintenue dans l'axe de la seconde flamme sur une boucle de fil de platine et sa hauteur dans la flamme était réglée jusqu'à ce que les deux flammes paraissent également colorées.

Dans ces circonstances, la quantité de sel fournie aux deux flammes doit être sensiblement la même, de sorte que la perte de poids de la perle de LiCl mesure la quantité de LiCl pulvérisée.

La perte de poids de la perle de LiCl fut de 7^{mg} en 10 minutes dans une expérience et de 6^{mg} en 10 minutes dans une autre. Cela donne pour le nombre de milligrammes de sel passant par seconde dans le tube de platine, quand une solution à 1^g par litre est pulvérisée :

$$\frac{6,5}{600 \times 40} = 2,7 \times 10^{-4}.$$

Pour la même quantité d'un sel quelconque, nous avons trouvé expérimentalement

$$EC = 2,67 \times 10^{-2}.$$

Dès lors, la quantité d'un sel, d'équivalent électrochimique unité, qui passera par seconde et correspondra à un courant de 1 ampère, sera de :

$$\frac{2,7 \times 10^{-4}}{2,67 \times 10^{-2}} = 1,01 \times 10^{-2} \text{ milligramme.}$$

Or, 1 ampère-seconde libère en électrolyse $1,04 \times 10^{-2}$ milligramme d'hydrogène, de sorte que l'on voit que le facteur de pro-

portionnalité est approximativement le même pour les vapeurs salines que pour l'électrolyse.

Il est évident que ces résultats prouvent que les lois de Faraday pour le passage de l'électricité à travers les liquides s'appliquent aussi aux sels alcalins à l'état de vapeur. Ceci doit être regardé comme une confirmation de l'hypothèse où l'on suppose que le passage de l'électricité à travers les vapeurs salines se fait d'une manière tout à fait analogue à l'électrolyse des solutions salines.

Dans une solution diluée d'un sel tel que KCl, on admet que chaque molécule du sel est dissociée en deux ions (+ K) et (— Cl). Suivant la théorie corpusculaire, si nous représentons un corpuscule par α, ces ions sont alors $K - \alpha$ et $Cl + \alpha$.

Les résultats donnés dans cette Note prouvent que la quantité d'électricité que peut transporter un sel à l'état de vapeur est égale à la quantité d'électricité nécessaire pour électrolyser la même quantité de sel en solution.

Dans la théorie corpusculaire, ceci peut être interprété de deux manières : la première invoque l'électrolyse du sel, tandis que la seconde ne l'invoque pas. Suivant la première, les molécules de la vapeur saline se dissocient en ions. Ces ions se meuvent alors vers les électrodes et y déposent leur charge, devenant alors K et Cl; K à l'électrode négative, Cl à l'électrode positive.

Suivant l'autre interprétation, la molécule de vapeur saline perd un corpuscule, formant alors deux ions

$$KCl - \alpha \quad \text{et} \quad \alpha,$$

$KCl - \alpha$ se dirige alors vers l'électrode négative et des corpuscules seulement vers l'électrode positive, de sorte qu'il ne se produit aucune séparation des deux atomes constituant la molécule.

La grande mobilité des ions négatifs par rapport à celle des ions positifs semble en faveur de cette dernière manière de voir; mais des cas connus où la séparation des éléments d'un composé par électrolyse dans le gaz paraît avoir lieu, sont nettement en faveur de l'hypothèse que les ions sont semblables à ceux qui existent dans les solutions.

Les expériences présentes ne peuvent montrer ce que les ions deviennent après s'être déchargés sur les électrodes; mais il semble qu'ils ne doivent plus participer ultérieurement au transport de l'électricité.

J'espère que d'autres expériences jetteront un peu de lumière sur ce point.

DÉTERMINATION DE LA CHARGE DES IONS
PRODUITS DANS L'AIR PAR LES RAYONS RÖNTGEN,

PAR HAROLD-A. WILSON.

Traduit de l'anglais par P. LUGOL.

Philosophical Magazine, 6e série, t. V, 1903, p. 429-441.

Dans un Mémoire *Sur les propriétés électriques des gaz récemment préparés*, le professeur Townsend (1) a décrit une détermination de la charge moyenne des gouttelettes composant le nuage qui se forme quand on fait barboter dans l'eau de l'oxygène récemment préparé. Il l'a trouvée égale à 3×10^{-10} U. E. S. Il y a des raisons d'admettre que chaque gouttelette contient un ion, et que par conséquent le résultat de Townsend peut être considéré comme se rapportant à la charge d'un ion, charge qui sera toujours, dans ce qui suit, désignée par e. Le résultat que j'ai obtenu est en complet accord avec lui.

Le professeur J.-J. Thomson (2) a donné deux estimations de e; la première résulte de la détermination de la charge moyenne des gouttelettes d'un nuage formé par condensation de la vapeur d'eau sur les ions produits dans l'air par des rayons Röntgen, et la seconde d'une détermination semblable relative aux ions produits par une plaque de zinc sous l'action de la lumière ultra-violette. Le résultat moyen a été $6,5 \times 10^{-10}$ pour la première et $6,8 \times 10^{-10}$ pour la seconde (3).

(1) *Phil. Mag.*, fév. 1898; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 376. *Voir* aussi ce Volume.

(2) *Phil. Mag.*, déc. 1898 et 1899; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IX, 1900, p. 120. *Voir* aussi ce Volume.

(3) Le résultat d'une détermination plus récente du professeur J.-J. Thomson (*voir* aussi ce Volume) n'est venu à la connaissance de l'auteur qu'après la rédaction de son Mémoire.

Comme l'on peut déduire immédiatement de la connaissance de e le nombre des molécules contenues dans 1^{cm^3} de gaz; comme de plus la valeur absolue de e présente par elle-même un intérêt considérable, il m'a paru utile d'en faire une nouvelle détermination par une méthode différente.

Cette méthode utilise, comme celle du professeur Thomson, la condensation de la vapeur d'eau sursaturante autour des ions produits par des rayons Röntgen (1).

Il est présumable que chacune des gouttes du nuage contient un ou plusieurs ions. Supposons qu'une gouttelette contenant *un* ion et ayant par conséquent une charge e, ait une masse m que l'on peut déterminer en observant sa vitesse de chute v_1 dans l'air. Si on lui applique un champ électrostatique vertical d'intensité X, elle sera soumise à une force Xe due au champ, de sorte que la force totale sera $Xe + mg$, où g désigne l'accélération de la pesanteur, et où l'on compte la force Xe positivement quand elle a la même direction que le poids mg. La vitesse du mouvement uniforme d'une sphère dans un fluide visqueux est proportionnelle à la force qui agit sur elle, de sorte que la vitesse de chute de la gouttelette sera altérée par le champ électrique. Soit v_2 sa nouvelle valeur. Nous aurons

$$\frac{mg}{mg + Xe} = \frac{v_1}{v_2}.$$

La relation entre m et v_1 est donnée par l'équation

$$m = 3,1 \times 10^{-9} \times v_1^{\frac{3}{2}} \quad (2),$$

de sorte que l'on a

$$e = 3,1 \times 10^{-9} \frac{g}{X} (v_2 - v_1) v_1^{\frac{1}{2}}.$$

Si donc l'on connaît X, il suffira de mesurer v_1 et v_2 pour déterminer complètement e. Telle est la méthode que j'ai employée.

J'ai trouvé qu'avec des rayons Röntgen intenses quelques-unes des gouttelettes du nuage avaient des charges plus fortes que d'autres. De fait, il a quelquefois paru que l'on avait affaire à plusieurs sortes de gouttelettes ayant des charges sensiblement dans les rapports 1 : 2 : 3.

---

(1) C.-T.-R. Wilson, *Phil. Trans.*, A, 1897, p. 265 et A, 1899, p. 403. *Voir* aussi ce Volume.

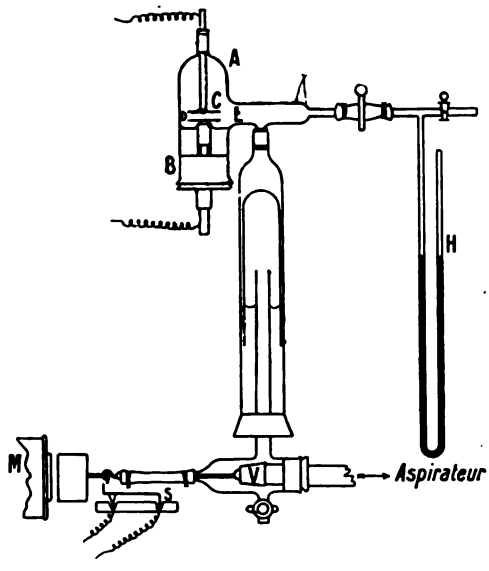
(2) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, déc. 1899, p. 561. *Voir* aussi ce Volume.

Il semblait donc que quelques-unes des gouttes continssent 1 ion, quelques-unes 2, et ainsi de suite. Ceci concorde avec l'observation du professeur Thomson que, lorsque l'intensité des rayons dépassait une certaine limite, le nombre des gouttelettes du nuage ne croissait pas proportionnellement au nombre des ions présents au moment de la détente. Le professeur Thomson employa alors des rayons assez faibles pour que dans ses expériences chaque goutte contînt probablement un seul ion, condition nécessaire au succès de sa méthode.

Les principaux avantages de la mienne sont de n'exiger ni la détermination du nombre des gouttes du nuage et du nombre d'ions présents au moment de sa formation, ni la supposition que chaque gouttelette contient un seul ion. Ces déterminations impliquent des hypothèses qui ne peuvent être qu'approximativement vraies dans la pratique, et l'on risque toujours que quelques-unes des gouttes du nuage contiennent plus d'un ion.

La figure 1 représente l'appareil employé. Le tube de verre AB a environ

Fig. 1.



4cm de diamètre et 10cm de longueur; une batterie de petits accumulateurs peut établir entre les disques de laiton C et D, de 3cm,5 de diamètre, la différence de potentiel que l'on désire, jusqu'à 2000 volts. Le petit manomètre à mercure H permet de mesurer la détente; l'électro-aimant M permet d'ouvrir brusquement la soupape V, et toujours exactement de la même manière. Au-dessous des

disques. AB contient de l'eau ; l'air a été débarrassé de poussières à la manière ordinaire, par des détentes répétées et espacées de manière à permettre la précipitation du brouillard formé.

On actionnait un tube à rayons Röntgen disposé près de AB de manière que les rayons passaient entre les disques. On fermait alors le circuit de l'électro-aimant, ce qui produisait une détente soudaine. Un nuage se formait entre les disques, et l'on mesurait le temps mis par sa face supérieure à tomber du disque supérieur au disque inférieur. On avait trouvé ainsi la vitesse v_1 en l'absence du champ électrique. On répétait alors l'expérience, mais en reliant les disques à la batterie immédiatement après la détente, et l'on obtenait ainsi la vitesse de chute v_2 dans le champ électrique.

On trouva qu'en maintenant les rayons pendant toute la durée d'une expérience, on obtenait de très grandes valeurs pour la charge de chaque gouttelette. Un champ de quelques centaines de volts par centimètre était alors suffisant pour entraîner vers le haut, et non vers le bas, un grand nombre de gouttelettes présentes. Il devint bientôt clair que les nouveaux ions formés après la détente se fixaient sur les gouttelettes, de sorte que la charge de ces dernières devenait d'autant plus grande que les rayons étaient maintenus plus longtemps après la détente. On plaça alors sur le circuit primaire de la bobine employée pour exciter l'ampoule un interrupteur S actionné par l'armature de l'électro-aimant de manière à couper le circuit, et à arrêter ainsi les rayons une faible fraction de seconde avant la détente. Les disques C et D étaient également reliés à un commutateur qui d'abord les réunissait l'un à l'autre, puis les reliait à la grande batterie employée pour les charger.

Le nuage était éclairé par un faisceau lumineux horizontal de $0^{cm}.5$ de hauteur, passant entre les disques: on observait à travers un trou placé à 20^{cm} des disques dans la direction perpendiculaire au faisceau et à leur niveau, et une fente verticale, de $0^{cm}.5$ de largeur, placée contre le tube et ne laissant voir que la portion centrale de la partie éclairée du nuage.

La distance des disques ne fut jamais supérieure à 1^{cm}, afin d'éviter la production entre eux de mouvements d'air occasionnés par les courants de convection qui prennent naissance sur les parois du tube quand le gaz a été refroidi par la détente: on reconnaissait que la condition était réalisée à ce que la surface du nuage restât plane pendant sa chute entre les disques.

Les disques étaient toujours reunis l'un à l'autre jusqu'à ce que la détente eût été produite: puis, quand on voulait déterminer v_1, on les

reliait immédiatement à la batterie par le jeu du commutateur. Quand ils étaient chargés avant la détente, on n'obtenait pas de nuage, le champ chassant les ions aussitôt qu'ils étaient formés. Pour faire une mesure de e, on évaluait, au moyen d'un chronomètre à pointage, une série de durées de chute entre le disque supérieur et le disque inférieur sous l'action du champ et sans le champ, alternativement.

C.-T.-R. Wilson [1] a trouvé qu'avec une détente de 15^{cm} de mercure à peu près, les ions négatifs seuls font office de noyaux, tandis qu'avec des détentes supérieures, la condensation a lieu sur les ions des deux signes. Ces résultats ont été facilement vérifiés avec mon appareil. Avec une détente de 15^{cm}, une charge négative donnée au disque supérieur faisait tomber le nuage entier plus vite qu'il ne tombait en l'absence de toute charge, tandis qu'une charge positive du disque supérieur réduisait la vitesse de chute. Il était donc clair que les gouttelettes étaient chargées négativement.

De plus, avec des détentes de beaucoup supérieures à 15^{cm}, la charge des disques accélérait la chute de certaines gouttelettes et ralentissait certaines autres, ce qui indiquait la présence simultanée de gouttelettes positives et de gouttelettes négatives. Cependant, il a toujours semblé qu'il y avait plus de gouttelettes négatives que de gouttelettes positives, et il n'était pas facile d'observer ces dernières, à moins que la détente ne fût presque suffisante pour produire un brouillard même en l'absence de toute espèce d'ions. De fait, il paraissait y avoir entre les disques un grand excès d'ions négatifs, et non pas des nombres égaux d'ions des deux signes. Le rayonnement secondaire du laiton sous l'action des rayons Röntgen donne sans aucun doute l'explication de ce fait. Il a été prouvé que ce rayonnement consiste en corpuscules chargés négativement, de sorte que l'on pouvait s'attendre à trouver un excès d'ions négatifs dans l'air au voisinage des disques. Mais on ne s'attendait pas à en trouver un excès aussi grand. Peut-être est-il possible que la condensation se fasse principalement sur les ions négatifs lorsque les ions des deux signes sont simultanément présents, bien qu'il y ait peu de différence entre les degrés de sursaturation nécessaires pour produire la condensation sur les ions positifs et sur les ions négatifs, lorsqu'il n'en existe que d'une seule espèce.

Dans ces expériences, on a toujours employé des détentes de 16^{cm}

---

[1] *Phil. Trans.*, A, 1899, p. 440. *Voir* aussi ce Volume.

à 17^{cm} de mercure, et tous les résultats se rapportent à la charge des ions négatifs.

Les gouttelettes ne tombaient pas toujours toutes avec la même vitesse dans le champ électrique. Il a semblé qu'il en était presque toujours ainsi, mais spécialement quand on employait des rayons énergiques. Il paraissait y avoir plusieurs sortes de gouttelettes, toutes celles de même espèce tombant avec la même vitesse. D'après leur vitesse de chute, les gouttelettes de l'espèce la plus nombreuse étaient les moins fortement chargées. Les observations qui suivent se rapportent uniquement à ces dernières; il sera question des autres plus tard.

Le nuage commençant à s'évaporer dès qu'il s'est formé, il est très important de mesurer aussi vite que possible la vitesse de chute. En général, je ne le laissais tomber que de $0^{cm},5$ environ, puis j'appliquais le champ électrique dans le sens qui augmentait la vitesse de chute. Une autre raison pour ne laisser entre les disques qu'une très petite distance est que la différence de potentiel utilisable étant seulement de 2000 volts, le champ électrique n'était pas assez intense pour modifier d'une manière appréciable la vitesse de chute, à moins que les disques ne fussent tout près l'un de l'autre. Pour ces diverses raisons, on a fait toutes les observations en rapprochant les disques autant que possible, car il était évident qu'on n'aurait pu obtenir autrement des résultats dignes de confiance. Pour la même raison, on employa presque toujours la plus grande différence de potentiel possible. Il aurait naturellement mieux valu que les observations fussent faites avec des distances très diverses entre les plaques et des valeurs très différentes de la différence de potentiel, mais ce n'était pas possible avec la batterie dont je disposais.

Exemple d'une série de huit mesures alternatives :

Champ.....	$X = 0$	$X = 13,3$ U.E.S.
Durée de chute (moy.).	23,65 sec.	17,22 sec.
Vitesse.....	$v_1 = 0,0190$ cm./sec.	$v_2 = 0,0262$ cm./sec.

d'où l'on tire

$$e = 2,3 \times 10^{-10} \text{ U.E.S.},$$
$$m = 8,1 \times 10^{-12} \text{ gr.}$$

On peut varier la méthode en mesurant les vitesses de chute pour les deux directions opposées du champ. On a alors

$$\frac{mg + Xe}{mg - Xe} = \frac{v_2}{v_3},$$

la moyenne entre v_2 et v_3 donne la vitesse quand $X = 0$. La première méthode est préférable à cause de la nécessité d'opérer vite, car $v_3 < v_1$; cette dernière a donné

$$e = 2,6 \times 10^{-10} \text{ U.E.S.}, \qquad m = 2,5 \times 10^{-11} \text{ gr.}$$

Dans chaque série de mesures, l'observation avec X positif suivait toujours d'aussi près que possible l'observation avec $X = 0$, afin que l'intensité des rayons et les autres conditions fussent aussi voisines que possible dans les deux cas. Bien que les observations d'une même série, avec $X = 0$ par exemple, aient souvent présenté d'assez grandes variations, il y avait ordinairement des variations correspondantes dans les observations faites avec X positif, de sorte que la valeur de e, déduite de la moyenne des résultats, n'en était pas nécessairement affectée [1].

Ensemble des résultats.

d.	X.	v_1.	v_2.	m.	e.
0,45	13,3	$1,9 \times 10^{-2}$	$2,62 \times 10^{-2}$	$8,1 \times 10^{-12}$	$2,3 \times 10^{-10}$
1,00	± 6,7	»	4,36	25,0	2,6
0,50	13,3	4,39	5,3	28,6	4,4
*0,50	13,3	2,68	3,41	13,6	2,7
0,50	13,3	3,4	4,2	19,5	3,4
0,55	12,1	3,27	4,11	18,3	3,8
0,40	16,7	1,9	3,4	8,1	3,8
0,40	16,7	1,93	3,1	8,3	3,0
0,40	16,7	1,98	3,34	8,6	3,5
*0,40	12,5	1,26	2,00	4,4	2,0
0,44	15,2	$1,93 \times 10^{-2}$	$2,72 \times 10^{-2}$	$8,3 \times 10^{-12}$	$2,3 \times 10^{-10}$
				Moyenne.....	$3,1 \times 10^{-10}$

Il convient maintenant de considérer les groupes moins nombreux

---

[1] Comme exemple, nous reproduisons la meilleure et la moins bonne des neuf séries indiquées au Mémoire et qui sont marquées d'un * dans le Tableau d'ensemble :

Distance des disques :	$d = 0^{cm},5$.		$d = 0^{cm},4$.	
Différence de potentiel :	2000 volts.		1500 volts.	
Champ :	X = 0.	X = + 13,3.	X = 0.	X = + 12,5.
Durées de chute, en sec.	18,3	10,8	33,6	20,0
» »	20,3	15,6	33,0	20,0
» »	18,3	17,6	30,5	20,0
» »	18,0	13,8	31,6	20,4
» »	18,4	15,4	29,4	19,6
Moy.	18,64	14,64	31,6	20,0
	$v_1 = 0,0268$	$v_2 = 0,0341$	$v_1 = 0,0126$	$v_2 = 0,0200$

de gouttelettes qui tombaient plus vite que le groupe principal, auquel se rapportent les résultats précédents.

En l'absence du champ le nuage tombait tout d'une pièce et sa face supérieure était bien limitée. On ne pouvait pas observer la moindre trace de séparation en plusieurs portions. Sous l'action du champ, il tombait plus vite et, au début, son aspect restait le même.

Mais, après quelques secondes, la surface du nuage commençait à se diviser en deux, l'une des parties tombant visiblement plus vite que le reste. La ligne de séparation entre ces deux parties était bien nette. On observa quelquefois trois divisions semblables. Dans une série de mesures avec $0^{cm},4$ de distance entre les disques, on a obtenu les résultats suivants :

X = 0.	X = + 12,5, groupe principal.	X = + 12,5, deuxième groupe.	X = + 12,5, troisième groupe.
s	s	s	s
33,6	20,0	15,4	11,0
33,0	20,0	15,0	10,6
30,5	20,0	14,0	10,0
31,6	20,4	»	10,8
29,4	»	»	10,4
Moy. 31,62	20,1	14,8	10,56

On pourrait attribuer la formation des groupes secondaires à la coalescence de deux gouttelettes sous l'influence du champ, mais il est facile de montrer par le calcul qu'une gouttelette ayant deux fois la masse et deux fois la charge d'une autre serait tombée en 6 secondes dans l'expérience précédente. Si nous admettons (phénomène naturellement probable) que deux gouttelettes, l'une positive et l'autre négative, se soient soudées, la gouttelette de masse double tomberait en 11 secondes 2, ce qui est très approximativement la durée moyenne de chute (10,6) des gouttes les plus rapides. Cependant, il n'est pas facile de voir comment des gouttelettes coalescentes pourraient former une agglomération à surface limite nette, car on pourrait s'attendre à voir se produire des coalescences à des époques différentes de la vie du nuage. L'existence d'une face supérieure nettement limitée pour chaque groupe semble indiquer que toutes les gouttelettes qui le constituent sont formées au moment de la détente.

Il semble que l'on puisse encore donner l'explication suivante : au moment de la formation du nuage, certaines gouttes contiennent plus

d'un ion. Si deux ions étaient très voisins pendant la détente, ils pourraient facilement donner naissance à une seule gouttelette. On peut objecter qu'une telle gouttelette devrait être plus grosse qu'une autre ne contenant qu'un ion. Mais cette objection tombe, si l'on songe à la grandeur de l'influence de la charge sur la grosseur d'équilibre des gouttelettes, influence que l'on sait être très faible.

Si l'on suppose que les gouttelettes des trois espèces ont la même grosseur mais des charges différentes, il est facile de calculer ces dernières. Le calcul donne, pour les nombres rapportés ci-dessus :

	Charge par gouttelette.
Groupe principal.....	$2,04 \times 10^{-10}$
Deuxième groupe.....	$3,94$ »
Troisième groupe.....	$6,94$ »

Si donc le groupe principal n'a qu'un ion par gouttelette, le deuxième en a deux, et le troisième trois environ.

Townsend a montré (¹) que la charge d'un ion produit dans l'air par les rayons Röntgen ou les autres formes de radiations est égale à la charge de l'ion ou de l'atome d'hydrogène dans les solutions. D'après les résultats des expériences actuelles, la charge de l'atome d'hydrogène est donc $3,1 \times 10^{-10}$ U.E.S. ou 10^{-20} U.E.M. Une U.E.M. d'électricité dépose dans l'électrolyse d'une solution $0^g,01118$ d'argent et, par conséquent, $\frac{0,01118}{107,11} = 1,043 \times 10^{-4}$ gr. d'hydrogène. Il s'ensuit que la masse d'un atome d'hydrogène est approximativement $10^{-4} \times 10^{-20}$ gr. ou 10^{-24} gr. La masse d'une molécule d'hydrogène est donc 2×10^{-24} gr., de sorte que la masse de 1^{cm^3} d'hydrogène à 0° et 76^{cm} de mercure étant 9×10^{-5} gr., le nombre N de molécules dans 1^{cm^3} d'hydrogène est $\frac{9 \times 10^{-5}}{2 \times 10^{-24}}$, ou approximativement 4×10^{19}.

Le résultat moyen de mes expériences, $3,1 \times 10^{-10}$ U.E.S., ne peut pas être très éloigné de la vérité. Je pense que l'on peut considérer comme établi par elles que e est compris entre 2×10^{-10} et 4×10^{-10} U.E.S.

Les valeurs de N fournies par la théorie cinétique des gaz varient entre des limites un peu plus larges. La valeur obtenue est déduite

(¹) *Phil. Trans.*, A, 1899, p. 129; *J. de Phys.*, 3e série, t, IX, p. 301. *Voir* aussi ce Volume.

d'ordinaire du rayon assigné à la molécule du gaz considéré. O.-E. Meyer [1] donne $N = 6,1 \times 10^{19}$, valeur fondée sur l'hypothèse que le rayon moyen d'une molécule d'air est 10^{-8} cm. Pour $N = 4 \times 10^{19}$, le rayon moyen d'une molécule d'air doit être $1,2 \times 10^{-8}$.

Un grand nombre de raisons de nature différente conduisent, pour le rayon de la molécule ou de la sphère d'action moléculaire, à 10^{-8} cm., mais la grandeur de cette quantité ne peut certainement être considérée comme établie qu'entre des limites qui ne sont pas très voisines. L'accord entre la valeur de N obtenue dans les expériences précédentes et les valeurs déduites de la théorie des gaz peut donc être considéré comme aussi bon que l'on pouvait s'y attendre.

---

[1] *Kinetic theory of gases*, p. 333.

MOBILITÉS DES IONS PRODUITS DANS LES GAZ
PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN,

PAR M. J. ZELENY.

Traduit de l'anglais par Édouard SALLES.

Philosophical Transactions, A, vol. CXCV, 1901, p. 193.

J.-J. Thomson et E. Rutherford ont expliqué la conductibilité électrique que communique aux gaz l'exposition aux rayons de Röntgen, par la formation de particules portant des charges électriques de signes contraires. Quand ces particules ou *ions* sont soumises à un champ électrique, elles sont entraînées par le champ, et c'est leur mouvement qui constitue la conductibilité que l'on observe; quant au rétablissement du pouvoir isolant du gaz, après exposition aux rayons, il est dû partie à la recombinaison des ions de signes contraires, partie aux chocs de ces ions contre les parois.

Une mesure de la somme des vitesses avec lesquelles les ions positifs et négatifs se déplacent dans un champ électrique avait été faite pour l'air par J.-J. Thomson et E. Rutherford (1); plus tard le second de ces physiciens, par la même méthode indirecte, a déterminé la somme des vitesses des ions dans différents gaz. Cette méthode nécessitait que l'on connût d'abord la vitesse de recombinaison des ions, puis, d'une part, la valeur du courant de saturation obtenu dans le gaz à l'aide d'un champ électrique intense et, d'autre part, celle du courant obtenu avec un champ électrique faible incapable de produire la saturation. E. Rutherford (2) décrit aussi une expérience à l'aide de laquelle, par une méthode directe, les vitesses des deux ions ont été mesurées séparément et trouvées approximativement égales. L'auteur a montré depuis (3) qu'en général, les deux vitesses sont inégales, et

(1) J.-J. THOMSON et E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, novembre 1896.
(2) E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, novembre 1897.
(3) J. ZELENY, *Phil. Mag.*, juillet 1898.

que l'ion négatif se déplace plus rapidement que le positif dans tous les gaz pour lesquels le rapport des deux vitesses a été mesuré.

La valeur des mobilités des ions ayant été utilisée par J.-J. Thomson (1) et J.-S. Townsend (2) pour la détermination de quantités physiques importantes, il était utile d'entreprendre une nouvelle détermination de ces mobilités, d'abord afin de perfectionner la solution de quelques-unes des difficultés qui subsistent dans la théorie de la conduction et en partie parce qu'il semblait désirable qu'on imaginât une méthode directe, au moyen de laquelle les vitesses des deux ions soient déterminées séparément, et où les conditions expérimentales puissent être suffisamment variées pour éliminer les erreurs sérieuses.

En entreprenant ce travail, l'auteur a utilisé une modification de la méthode employée par lui à la détermination du rapport des deux vitesses des ions, méthode décrite dans un Mémoire précédent. On faisait, à l'aide d'un champ électrique, circuler dans un tube les ions en sens inverse d'un courant gazeux, et leur vitesse était comparée à celle de ce dernier. La présence de toiles métalliques nécessaires pour produire le champ électrique troublait suffisamment le courant gazeux, pour former des remous et empêcher d'obtenir des résultats précis.

La méthode qui fut étudiée ensuite, et au moyen de laquelle tous les résultats contenus dans ce Mémoire ont été obtenus, consistait aussi à comparer la vitesse des ions à celle d'un courant de gaz, mais elle permettait d'éviter la difficulté précédente, par le fait que le champ électrique était à angle droit du courant gazeux.

§ 2. — Méthode employée pour déterminer la mobilité.

Un courant de gaz passe entre deux cylindres concentriques maintenus à des potentiels différents et traversés en un endroit par un faisceau de rayons de Röntgen. Les ions produits entre les deux cylindres par les rayons sont entraînés par le courant gazeux et ils se déplacent en même temps à angle droit de l'axe des tubes sous l'influence du champ électrique. Les trajectoires résultantes des ions sont inclinées d'une quantité dépendant de la valeur relative de la vitesse du gaz par rapport à celle des ions.

---

(1) J.-J. Thomson, *Phil. Mag.*, décembre 1898.
(2) J.-S. Townsend, *Phil. Trans.*, A, Vol. CXCII, 1899.

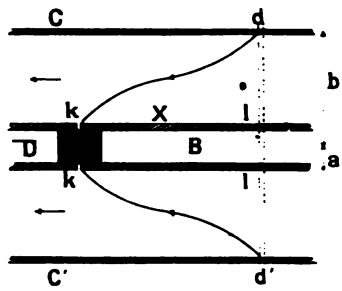
Soient (*fig.* 1)

CC′ une section d'une portion du cylindre extérieur;

DB une section d'une portion du cylindre intérieur;

dd′ un pinceau étroit de rayons de Röntgen traversant les deux cylindres à angle droit de leur axe commun.

Fig. 1.



Quand les deux cylindres sont à des potentiels différents et que le gaz entre eux est au repos, un ion partant du point *d* à la surface interne du cylindre extérieur se déplacera sous l'influence de la force électrique directement vers *l*. Mais, quand un courant gazeux ira dans les cylindres de droite à gauche, ce courant entraînera lui aussi l'ion; ce dernier suivra une trajectoire ressemblant à la courbe *dk*, et atteindra finalement le cylindre intérieur en quelque point, *k*, qui peut être déterminé. Les trajectoires des ions ne sont pas des lignes droites, car l'intensité électrique et la vitesse du courant gazeux varient entre les cylindres en chaque point et suivant une loi différente. La distance X à laquelle les ions ont été entraînés le long du tube par le courant gazeux, tandis qu'ils se déplaçaient sous l'action de la force électrique entre les deux cylindres, permet une mesure relative des vitesses du gaz et des ions, et peut ainsi être employée pour déterminer la vitesse avec laquelle les ions se meuvent dans un champ électrique donné.

Supposons le cylindre extérieur maintenu au potentiel de A volts et le cylindre intérieur au potentiel zéro; représentons par *b* le rayon intérieur du cylindre extérieur, et par *a* le rayon extérieur du cylindre intérieur. Le potentiel en un point quelconque situé entre les cylindres, à une distance *r* de l'axe commun, est

$$R = \frac{A \operatorname{Log}_e \frac{r}{a}}{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}, \tag{1}$$

L'intensité du champ électrique en ce point sera

$$\frac{dR}{dr} = \frac{A}{r \operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}.$$

Si v représente la vitesse avec laquelle un ion se déplace dans un champ électrique d'intensité de 1 volt par centimètre, et si nous admettons que la vitesse de cet ion est proportionnelle à la force du champ, la vitesse radiale de l'ion en un point, où l'intensité électrique est représentée par (2), sera

$$V = \frac{Av}{r \operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}. \tag{3}$$

L'ion étant entraîné par le courant gazeux possède aussi un mouvement dans la direction de l'axe des cylindres.

La vitesse du courant gazeux en un point quelconque dépend de sa distance à l'axe des cylindres, qui sera pris comme axe des x.

Supposons qu'à la distance r de cet axe la vitesse du gaz soit u, la trajectoire de l'ion est représentée par l'équation différentielle

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{V}, \tag{4}$$

et substituant la valeur de V donnée par (3)

$$dx = \frac{ur \operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}{Av} dr. \tag{5}$$

La distance X parcourue par l'ion, dans la direction de l'axe des x, tandis qu'il traverse la distance totale entre les cylindres, c'est-à-dire de $r = b$ à $r = a$, est

$$X = \frac{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}{Av} \int_a^b ur\,dr. \tag{6}$$

La vitesse moyenne du courant gazeux, mesurée par le quotient du volume total du gaz émis en 1 seconde, par la surface de la section, est donnée par

$$U = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b ur\,dr. \tag{7}$$

De (6) et (7) nous tirons

$$X = U \frac{(b^2 - a^2)}{2Av} \operatorname{Log}_e \frac{b}{a} \tag{8}$$

et

$$v = \frac{U(b^2 - a^2)}{2AX} \operatorname{Log}_e \frac{b}{a}. \tag{9}$$

Ceci donne la valeur de la vitesse de l'ion dans un champ unité en fonction de quantités qui peuvent être déterminées expérimentalement.

Le temps nécessaire pour que les ions passent d'un cylindre à l'autre est

$$T = \int_a^b \frac{dr}{V} = \frac{\operatorname{Log}_e \frac{b}{a}}{Av} \int_a^b r\,dr = \frac{(b^2 - a^2)}{2Av} \operatorname{Log}_e \frac{b}{a} = \frac{X}{U} \tag{10}$$

Les équations ci-dessus s'appliquent aux ions partant de la surface intérieure du cylindre extérieur, et se déplaçant vers le cylindre intérieur. En pratique, il n'est pas possible de limiter la production des ions, à l'aide des rayons de Röntgen, à la surface intérieure du cylindre extérieur, de sorte qu'un faisceau étroit de rayons passe à angle droit à travers les cylindres, comme il est représenté par *dd* sur la figure 1. Parmi les ions de cette couche qui se meuvent à l'intérieur sons l'influence de la force électrique, ceux qui partent de la circonférence en *d* sont entraînés le plus loin par le courant gazeux avant d'atteindre le cylindre intérieur. Dans ces conditions, les équations obtenues peuvent être appliquées à déterminer le point du cylindre intérieur le plus éloigné du faisceau de rayons, qui est encore atteint par les ions. Afin d'obtenir ce point, le cylindre intérieur DB est divisé en *k* en deux parties, isolées l'une de l'autre, la partie B à droite étant reliée au sol, tandis que la partie D, située à gauche de *k*, est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre.

Si l'on maintient entre les deux cylindres un courant défini de gaz, tant que le potentiel de CC′ est au-dessus d'une certaine valeur, tous les ions contenus dans le volume *dd* qui se déplacent à l'intérieur atteindront DB à droite de *k* et l'électromètre ne déviera pas.

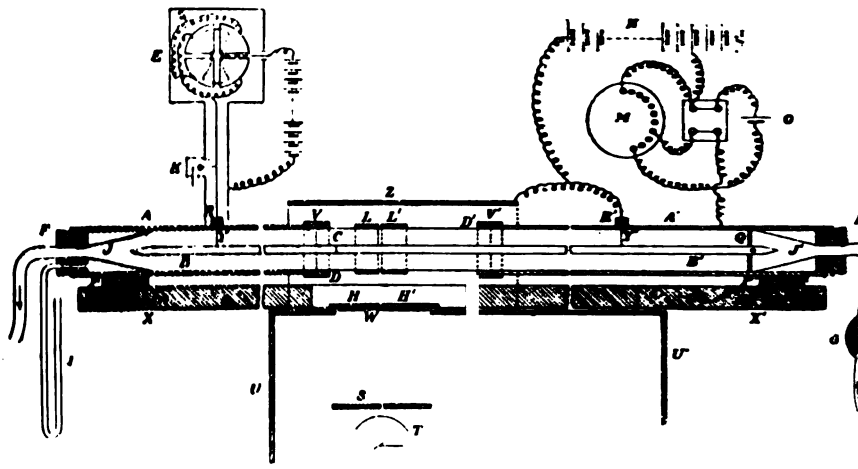
En diminuant progressivement le potentiel de CC′, on atteindra finalement une valeur telle que les ions partant du bord extérieur *d* atteindront DB juste à la gauche de *k*, ce qu'indiquera la déviation

de l'électromètre. La valeur du voltage A dans l'équation (9) est ainsi déterminée et la valeur de X qui lui correspond est la distance de k au faisceau de rayons. Il est nécessaire de faire des corrections à la valeur de X obtenue, par suite de la largeur du faisceau et de celle du raccord k, corrections qui seront examinées plus tard. L'appareil employé va être décrit maintenant.

§ 3. — Appareil employé.

Les principales parties de l'appareil sont représentées figure 2; la partie inférieure est une coupe verticale, tandis que les connexions électriques de la partie supérieure sont vues en plan. Le cylindre

Fig. 2.



extérieur AA' a un diamètre intérieur de $5^{cm},11$ et une longueur totale de 142^{cm}. La longueur est diminuée dans la figure, pour plus de commodité, par la suppression de deux sections. La partie de tube à gauche de V, de 41^{cm} de long, et celle à droite de V', de 81^{cm} de long, ont été faites toutes deux à l'aide de solides tubes de laiton; quant à la partie DD' située entre elles et de 20^{cm} de long, elle consistait en un tube d'aluminium de même diamètre intérieur que les cylindres de laiton. Des colliers de laiton aux extrémités du tube d'aluminium se reliaient aux colliers extérieurs V et V' soudés aux cylindres de laiton, et formaient ainsi des points reliés étroitement qui pouvaient être rendus imperméables à l'air en les mastiquant extérieurement. Le cylindre en entier était supporté par un bloc de bois XX', isolé au

moyen de quatre blocs de paraffine, dont deux sont représentés par P et P'.

Le cylindre intérieur BB' était un tube d'aluminium de 1^{cm} de diamètre, terminé à ses extrémités par des pièces coniques; ce cylindre était coupé en C de façon que les deux parties fussent séparées par une distance de $0^{mm},5$ et isolées par un morceau d'ébonite. A son extrémité, le tube était supporté et maintenu dans l'axe au moyen de deux petites tiges d'ébonite; le tube, plus loin, était supporté par deux tiges de laiton Y et Y', qui traversaient les bouchons d'ébonite RR' dans le cylindre extérieur et servaient à établir les communications électriques. La partie B' était mise au sol, tandis que la partie B était reliée à une paire de quadrants de l'électromètre E. On mettait beaucoup de soin à ce que le cylindre central soit parfaitement concentrique au cylindre extérieur.

Les extrémités du cylindre extérieur étaient munies de forts bouchons de caoutchouc F et F', à travers lesquels passaient les tubes d'entrée et de sortie du gaz terminés par les entonnoirs allongés J et J'. Ces entonnoirs, en même temps que les extrémités coniques du cylindre intérieur, empêchaient les transformations trop brusques des lignes de mouvement du gaz à l'entrée et à la sortie de l'appareil et aidaient au maintien d'un mouvement constant en DD' où les observations avaient lieu. A gauche, en F, un tube de caoutchouc conduisait à un sac à gaz d'environ 150^{l} de capacité, le manomètre I mesurait la pression du gaz dans l'appareil; à droite, en F', une ampoule contenant du coton de verre servait à éliminer du gaz la poussière et toute électrisation accidentelle. Un tube de caoutchouc conduisait à un appareil, destiné à dessécher le gaz ou à l'imprégner d'humidité, puis était relié à un grand gazomètre ordinaire. Un manomètre servait à mesurer la pression dans le gazomètre et la vitesse de descente de ce gazomètre durant une expérience était déterminée à l'aide d'une graduation fixée sur lui. La vitesse moyenne du courant gazeux dans l'appareil était déduite du volume de gaz écoulé par seconde et de la surface de la section comprise entre les deux cylindres. L'eau du gazomètre était recouverte d'une couche d'huile, semblable à celle dont on se sert dans les pompes à air. Grâce à la faible tension de vapeur de cette huile, on arrive à éviter que le gaz soit rendu trop rapidement humide dans le cas où l'on emploie des gaz secs.

Le panneau XX', avec les cylindres fixés sur lui, était placé sur le dessus d'une boîte recouverte de plomb UU', de telle façon que la partie

en aluminium DD′ du tube extérieur se trouvait au-dessus de la fenêtre d'aluminium W de la boîte. La boîte contenait un tube de Crookes et la bobine d'induction pour l'actionner; la forme du tube était celle employée par l'auteur dans un travail précédent (¹). Ce tube fonctionnait d'une façon plus satisfaisante que tous ceux essayés et donnait les meilleurs résultats, à la condition d'émettre des rayons faibles et pourvu qu'entre chaque période d'emploi, qui ne devait pas dépasser 30 secondes, on le laissât en repos 3 ou 4 minutes. La bobine employée était une bobine d'Apps de 6 pouces d'étincelle, munie d'un interrupteur à marteau; elle pouvait alimenter d'une façon suffisamment uniforme un tube mou d'un emploi facile. La source T des rayons se trouvait à plus de 20^{cm} de l'axe des cylindres.

Le faisceau vertical étroit envoyé entre les cylindres était réglé en faisant varier les positions du tube T, de la plaque de plomb S munie de sa fente étroite et des deux bagues de plomb L et L′ fixées sur le cylindre DD′. Le réglage se faisait d'abord géométriquement puis était vérifié et complété à l'aide d'un écran fluorescent placé au-dessus de l'appareil. Les lames de plomb H et H′ servaient à restreindre l'ouverture de la fenêtre W, et la couverture de plomb Z empêchait que des rayons ou du gaz ionisé ne pénétrassent l'atmosphère de la pièce.

L'électromètre à quadrants E employé pour les mesures était un petit modèle du type bicellulaire, l'aiguille était suspendue par un fil de quartz, et chargée par le liquide au-dessous au moyen d'une batterie de 160 petits accumulateurs; un fil métallique reliait une paire de quadrants à la partie BC du cylindre intéressé; électromètre et conducteur étaient tous deux protégés par une cage métallique reliée au sol. La clef K permettait de relier au sol les quadrants isolés à n'importe quel moment.

La capacité des deux quadrants et de la partie du cylindre intérieur qui leur était relié, en même temps que celle du fil conducteur, était d'environ 53 unités C. G. S. L'électromètre avait une sensibilité d'environ 500 divisions pour 1 volt, l'échelle étant à une distance de 130^{cm}. A l'aide de la batterie d'accumulateurs N, on maintenait à n'importe quelle valeur désirée le potentiel du cylindre extérieur AA′; le dispositif de l'accumulateur supplémentaire O et du mégohm divisé M permettait d'ajouter une fraction du voltage d'un élément.

En ouvrant un robinet sur le gazomètre on faisait passer le gaz de ce dernier dans l'appareil puis dans le sac à gaz de l'autre côté, à une

(¹) J. Zeleny, *Phil. Mag.*, juillet 1898, p. 126.

distance déterminée par les poids placés sur le gazomètre, il pouvait ensuite repasser dans celui-ci et revenir à nouveau. Il est nécessaire pour une expérience d'avoir un volume considérable de gaz, la méthode est ainsi limitée à un petit nombre de gaz qu'il est possible d'obtenir en semblables quantités et qui n'attaquent pas les appareils.

§ 4. — Corrections et précautions observées pendant les expériences.

L'auteur indique les précautions prises pour obtenir un courant gazeux constant et uniforme, ainsi que celles nécessaires pour la détermination de A et de X : il prend pour X la distance comprise entre le milieu du pinceau de rayons Röntgen et le joint isolant reliant les deux parties du cylindre intérieur. Pour ce qui a trait à A, remarquons qu'en portant en abscisses les potentiels du tube extérieur, en ordonnées les valeurs du courant recueilli par le deuxième électrode, on obtient une courbe partant de O passant par un maximum et décroissant ensuite et coupant l'axe des x. Sauf dans cette dernière partie où par suite de la diffusion il se produit une légère incurvation, les deux branches de la courbe sont sensiblement deux droites.

L'auteur prend comme valeur de A le point où le prolongement de la deuxième partie rectiligne rencontre l'axe des abscisses.

L'auteur analyse ensuite les causes d'erreurs, indique qu'il a été amené à faire une correction de 2 pour 100, due d'abord à la présence de charges libres dans le gaz, charges tendant à modifier le champ électrostatique entre les cylindres et ensuite à la chute notable de potentiel aux électrodes qui diminue l'intensité électrique dans l'espace intermédiaire.

§ 5. — Variation des conditions expérimentales.

Dans le but de vérifier la précision de la méthode, les conditions expérimentales suivantes ont été modifiées : vitesse du courant gazeux, distance du faisceau de rayons à la liaison isolante entre les deux parties du cylindre intérieur, intensité, diamètre du cylindre intérieur, nature de la surface interne du cylindre extérieur.

§ 6. — Marche des expériences.

La position du faisceau de rayons réglée, et la distance X mesurée avec soin, le cylindre AA' était, à l'aide de la batterie N, porté au potentiel voulu. A l'aide de la clef K, on coupait la communication qui mettait au sol, les quadrants de l'électromètre reliés à la partie B du cylindre intérieur; le zéro de l'échelle était alors noté ainsi que la position du gazomètre. A un moment précis, observé sur un chronomètre; le robinet du gazomètre était ouvert et le gaz traversait l'appareil, après un intervalle de 10 secondes, suffisant pour amener la constance du courant gazeux, on mettait en fonctionnement pendant 30 secondes la bobine d'induction, le gazomètre était fermé et les quadrants de

l'électromètre de nouveau mis au sol et la déviation de l'électromètre notée. Du volume de gaz écoulé et de la pression on déduisait la vitesse moyenne du courant gazeux. Un intervalle de 3 minutes séparait les expériences, et le potentiel de AA' était changé de façon à obtenir des déviations de l'électromètre de plus en plus faibles jusqu'à devenir voisines de zéro. Après cette marche descendante on faisait alors varier en sens inverse le potentiel afin d'avoir des déviations de plus en plus fortes de l'électromètre; de cette façon on pouvait s'apercevoir des modifications qui avaient lieu dans l'intensité des rayons, car dans ce cas les deux séries de points se seraient trouvées sur des couches d'inclinaison différente. En faisant varier la vitesse du courant gazeux et la distance X, l'auteur reconnut d'abord que les valeurs de la mobilité étaient d'autant plus faibles que les ions mettaient plus de temps à traverser l'espace séparant les deux cylindres, puis que, pour deux valeurs de X différentes, la vitesse du courant gazeux étant changée dans le même rapport, le temps mis par les ions pour parcourir la même distance que précédemment ne variait pas.

L'auteur faisait passer le gaz, afin de le dessécher, à travers un long tube horizontal, en partie rempli d'acide sulfurique, et à travers une grande quantité de chlorure de calcium; lorsqu'il voulait le saturer de vapeur d'eau, il le faisait barboter dans un flacon contenant de l'eau puis à travers un tube rempli à moitié du même liquide.

§§ 7, 8, 9, 10, 11.

Ces paragraphes contiennent les résultats des diverses expériences effectuées; comme les mobilités sont réunies dans le Tableau de la *conclusion* du Mémoire, nous indiquons seulement en détail les recherches effectuées sur l'air humide afin de faire bien voir la manière dont l'auteur détermine les mobilités.

Température : $T = 14^{\circ},5$ C.; $X = 2^{cm},60$; $a = 0^{cm},50$; $b = 2^{cm},555$.

Largeur du faisceau $0^{cm},20$. Pression barométrique $75^{cm},4$.

Excès de pression dans le gazomètre, $1^{cm},56$ de mercure; à l'intérieur de l'appareil, $0^{cm},59$ de mercure.

20 accumulateurs $= 42^{volts},6$.

La vitesse moyenne du courant gazeux était de $25^{cm},2$ par seconde corrigée.

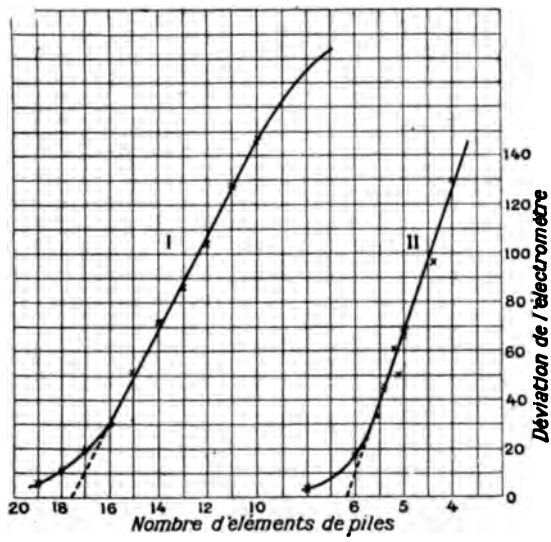
Ions positifs.

Voltage du cylindre extérieur.	Déviation de l'électromètre en 30 secondes.
Éléments.	Divisions.
+10	145
+12	105,5
+14	68,5
+16	29,5

Voltage du cylindre extérieur.	Déviation de l'électromètre en 30 secondes.
—	—
Éléments.	Divisions.
+18	12
+19	7
+17	19
+15	52,5
+13	87
+11	128

La courbe ci-contre (*fig.* 3) représente la relation entre les différents voltages et les déviations qui leur correspondent. La courbe en s'approchant de

Fig. 3.



l'axe des X est d'abord une droite, puis devient convexe à son voisinage; pour des voltages plus petits que ceux employés, la courbe aurait été concave par rapport au même axe. Pour obtenir le voltage nécessaire pour qu'un ion partant de la surface du cylindre extérieur au milieu du faisceau, atteigne le milieu de la jonction du cylindre intérieur, il suffit de prolonger jusqu'à sa rencontre avec l'axe des x la partie rectiligne de la courbe. Mais, par suite de la diffusion et des autres causes qui tendent à produire une dispersion des ions, l'inclinaison de la partie rectiligne est elle-même modifiée, et les corrections ne peuvent se faire qu'expérimentalement en faisant varier le temps que mettent les ions pour aller d'un cylindre à l'autre.

La vitesse obtenue à l'aide du voltage déterminé par le prolongement de la partie rectiligne sera la mobilité pour cette mesure; il est bien entendu qu'il

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

La courbe II représente ces résultats.

1. [illegible] par seconde.
4. [illegible]
5. [illegible] par seconde.

[illegible]

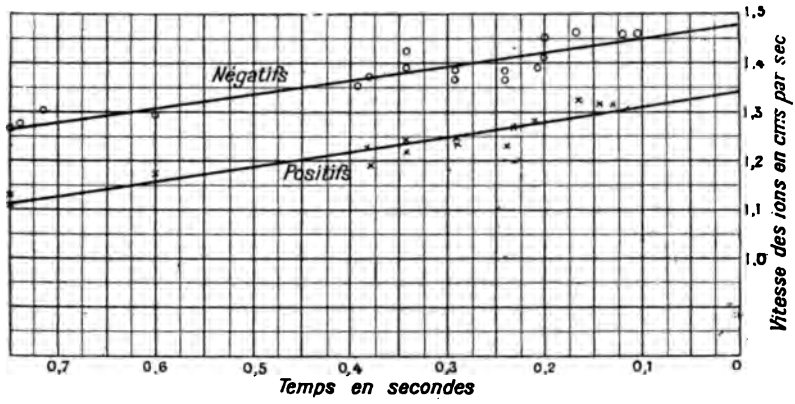
La vitesse réduite à [illegible] de pression = [illegible] par seconde.

[illegible]

La figure 4 représente les résultats des expériences où les mobiles sont en ordonnées et les valeurs correspondantes de T en abscisses. il est facile de voir

que les mobilités décroissent en même temps que T; quand T = o quelques-unes des corrections disparaissent, et les valeurs les plus probables des mobilités sont données en prolongeant la ligne reliant les différents points jusqu'à

Fig. 4.



l'axe des y. Avec la correction de 2 pour 100 annoncée au paragraphe 4 la mobilité des ions négatifs à 14° et sous 76^{cm} de pression est de $1^{cm},51$ par seconde et celle des ions positifs, dans les mêmes conditions, $1^{cm},37$.

§ 12. — Remarques sur les expériences.

Les variations des valeurs obtenues pour la mobilité en faisant varier T sont plus considérables dans le cas où les vitesses des ions sont plus grandes. Toutefois, dans le cas de l'acide carbonique humide ou sec, l'inclinaison des courbes est quelque peu différente pour des valeurs à peu près égales des vitesses. Dans quelques cas, où la série des points pour l'ion positif ou négatif ne permettait pas de déterminer avec une précision suffisante l'inclinaison de la ligne à tracer par eux, la ligne passant par l'autre série de points servait de guide.

Dans tous les gaz, la présence de vapeur d'eau diminuait la vitesse des ions négatifs, tandis que, dans l'acide carbonique, la vitesse des ions positifs était en même temps considérablement augmentée. Il semble probable que ces variations sont dues à quelque effet modifiant la dimension des ions, et il est possible que quelques molécules de vapeur d'eau se fixent sur les ions négatifs. Il est intéressant de noter dans ce sens les résultats récents de C.-T.-R. Wilson qui montrent que, dans l'air sursaturé, l'eau se condense plus rapidement sur les ions négatifs.

Bien que, dans la plupart des cas, les lectures indiquent une plus *grande précision*, l'erreur maximum, dans chaque détermination, est moindre que 5 pour 100. Pour plus de commodité, toutes les valeurs obtenues sont réunies ici dans un seul Tableau, les résultats étant donnés en centimètres par seconde, à la fois pour un champ de 1 volt par centimètre et pour un champ de 1 unité électrostatique par centimètre.

Mobilité des ions.

Gaz.	Vitesses en centimètres par seconde dans un champ de 1 volt par centimètre. Ions +.	Ions —.	dans un champ de 1 unité E. S. par centimètre. Ions +.	Ions —.	Rapport des mobilités des ions + et —.	Température.
						°C.
Air sec	1,36	1,87	408	561	1,375	13,5
Air humide	1,37	1,51	411	468	1,10	14,0
Oxygène sec	1,36	1,80	408	540	1,32	17,0
Oxygène humide	1,29	1,52	387	456	1,18	16,0
Acide carbonique sec	0,76	0,81	228	243	1,07	17,5
Acide carbonique humide	0,82	0,75	246	225	0,915	17,0
Hydrogène sec	6,70	7,95	2010	2385	1,19	20,0
Hydrogène humide	5,30	5,60	1590	1680	1,05	20,0

On voit que, sauf dans le cas de l'acide carbonique humide, la mobilité de l'ion négatif est toujours la plus grande; il faut, en comparant les valeurs obtenues pour les différents gaz, ne pas négliger la température à laquelle les observations ont été faites. L'influence de l'humidité étant inconnue à l'époque où l'auteur (1) a déterminé le rapport des mobilités, les gaz n'avaient pas été séchés, de façon que les valeurs trouvées se plaçaient entre celles données ci-dessus pour les gaz secs et humides. Au sujet des gaz employés dans les expériences précédentes, et qui ne l'ont pas été dans celles-ci, on avait fait passer le gaz ammoniac employé à travers deux longs tubes remplis de chaux, l'acétylène dans un long tube de carbure de calcium; quant au protoxyde d'azote, il était utilisé directement du cylindre qui le contenait.

(1) ZELENY, *Phil. Mag.*, juillet 1898.

Rutherford (¹) a obtenu, pour la somme des mobilités des ions produits par les rayons de Röntgen :

	cm	
Air	3,2	par seconde
Oxygène	2,8	»
Acide carbonique	2,15	»
Hydrogène	10,4	»

Il n'est pas fait mention si les gaz étaient desséchés, mais la valeur pour l'air concorde bien avec celle donnée ci-dessus pour les mobilités dans l'air sec, tandis que, pour l'hydrogène et l'oxygène, les valeurs correspondent avec celles données pour les gaz humides; quant à celles dans le cas de l'acide carbonique, elles sont de 40 pour 100 plus élevées que celles contenues dans ce Mémoire. Il est intéressant de comparer les mobilités des ions produits par les rayons de Röntgen avec celles trouvées dans le cas où l'ionisation est causée par la lumière ultra-violette ou par la décharge au moyen de pointes, car elles présentent une ressemblance étroite.

Pour la conduction produite par la lumière ultra-violette, Rutherford (²) obtint, avec des gaz secs, pour la mobilité des ions négatifs :

	cm	
Air	1,2	par seconde
Hydrogène	3,9	»
Acide carbonique	0,78	»

La valeur, dans le cas de l'acide carbonique, est voisine de celle obtenue ci-dessus, les autres sont considérablement plus faibles.

Les mesures de A.-P. Chattock (³) lui ont donné pour la décharge par pointes dans l'air sec :

413^{cm} par seconde dans un champ de 1 unité électrostatique pour les ions positifs;

540^{cm} par seconde dans un champ de 1 unité électrostatique pour les ions négatifs.

Ces valeurs sont à peu près celles qui se trouvent dans le Tableau où sont les résultats de l'auteur, dans les cas des ions produits par les rayons de Röntgen.

J.-S. Townsend (⁴) a montré que, en partant de la mobilité des

(¹) E. Rutherford, *Phil. Mag.*, novembre 1897.
(²) E. Rutherford, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Vol. IX, Part. VIII.
(³) A.-P. Chattock, *Phil. Mag.*, novembre 1899.
(⁴) J.-S. Townsend. *Phil. Trans.*, A., Vol. CXCIII, p. 152.

ions et de leur coefficient de diffusion dans le gaz, on peut avoir la valeur de Ne. N étant le nombre de molécules dans 1^{cm^3}, e la charge portée par l'ion, et, en comparant ce nombre avec celui correspondant au cas de l'électrolyse, il est possible de déterminer les charges des ions des deux signes.

En employant les mobilités v du Tableau de ce paragraphe et les coefficients de diffusion K des Tableaux de J.-S. Townsend, on a les valeurs de Ne pour les ions positifs et négatifs à la fois dans les gaz secs et humides, à l'aide de la formule $Ne = \frac{3 \times 10^8 v}{K}$.

Le Tableau ci-dessous donne ces résultats :

Valeurs de $Ne \times 10^{-10}$.

	Gaz humide.		Gaz sec.	
Gaz.	Ions +.	Ions —.	Ions +.	Ions —.
Air.....	1,28	1.29	1,46	1,31
Oxygène.....	1,34	1,27	1,63	1,36
Hydrogène.....	1,24	1,18	1,63	1,25
Acide carbonique....	1,01	0,87	0,99	0,93

La valeur correspondante de Ne pour l'hydrogène dans l'électrolyse des liquides est $1,24 \times 10^{-10}$ à une pression de 76^{cm} de mercure et à la température de 15° C.

Les valeurs de Ne données par le Tableau pour les ions positifs et négatifs dans le cas de l'air, de l'hydrogène et de l'oxygène humides concordent peut-être suffisamment pour justifier cette opinion que les charges portées par les ions positifs et négatifs sont les mêmes, que la valeur est aussi la même pour les trois gaz, et correspond à la charge portée par l'ion d'hydrogène dans l'électrolyse. Les valeurs de Ne, pour les ions négatifs dans le cas des trois mêmes gaz secs, ne sont pas très différentes de celles trouvées précédemment avec ces gaz humides; mais, si l'on considère ce qui a lieu pour les ions positifs, les résultats sont considérablement plus grands. Il semble vraisemblable, toutefois, que les charges portées par les ions ne diffèrent pas dans les gaz secs et humides, puisque l'humidité ne doit probablement pas influencer l'ionisation, mais doit agir sur les ions après leur formation durant la formation du cortège de molécules autour d'eux, ou bien modifier la résistance à leur mouvement. Donc, si les charges sont égales dans les gaz humides, elles doivent l'être aussi dans les gaz secs.

Les valeurs de Ne pour l'acide carbonique sont plus faibles que

celles obtenues pour l'hydrogène dans l'électrolyse, et montrent une charge des ions plus faible; mais de l'analogie avec les liquides nous devrions nous attendre à ce que, si les charges variaient, ce doit être dans le rapport de 1 à 2 ou plus, à moins qu'il soit possible d'avoir une charge plus faible que celle portée par l'hydrogène dans l'électrolyse.

L'auteur ne peut rendre compte des différences des valeurs de Ne en les supposant dues à des erreurs dans la détermination des mobilités, car ceci signifierait l'existence, dans les expériences, d'une erreur influençant, dans certains cas, les résultats pour les ions positifs seuls; dans d'autres, les valeurs trouvées pour les ions positifs et négatifs, et dans d'autres se trouvant sans effet.

Les expériences décrites dans ce Mémoire ont été exécutées au Cavendish Laboratory à Cambridge, et je désire exprimer ici mes remerciements au professeur J.-J. Thomson pour les encouragements et les conseils précieux qu'il m'a donnés au cours de ces recherches.

FIN.

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

AVERTISSEMENT et TABLEAU SYNOPTIQUE VII

MAX ABRAHAM. — Principes de la dynamique de l'électron 1

JOHN AITKEN. — Poussière; brouillards et nuages 49

HENRI BECQUEREL. — Extraits de diverses Notes 52

L. BENOIST et D. HURMUZESCU. — Nouvelles propriétés des rayons X 80

EUGÈNE BLOCH. — Recherches sur les ions de faible mobilité 82

H. BUISSON. — Mesure de la vitesse des particules électrisées dans la décharge par la lumière ultra-violette 94

A.-P. CHATTOCK. — Sur la vitesse et la masse des ions dans le vent électrique produit dans l'air 97

COULIER. — Note sur une nouvelle propriété de l'air 109

WILLIAM CROOKES. — Sur la matière radiante 113

P. CURIE et Mme S. CURIE. — Extraits de différentes Notes 125

H. DESLANDRES. — Propriété nouvelle des rayons cathodiques qui décèle leur composition complexe 149

H. DESLANDRES. — Explication simple de plusieurs phénomènes célestes et terrestres 153

GOLDSTEIN. — Émission de rayons cathodiques par le Soleil 153

S. ARRHENIUS. — Émission de particules électrisées par le Soleil 159

P. DRUDE. — Théorie électronique des métaux 162

TH.-A. EDISON. — L'effet Edison 183

J. ELSTER et H. GEITEL. — Recherches sur la conductibilité et la radioactivité de l'atmosphère 185

PAUL EWERS. — Sur le mécanisme des rayons cathodiques et des Kanalstrahlen. 222

W. GIESE. — Conductibilité des gaz extraits des flammes 233

W. GIESE. — Fondements d'une théorie corpusculaire de la conductibilité 236

F. GIESEL. — Sur la déviation des rayons de Becquerel dans un champ magnétique 240

GOLDSTEIN. — Sur une forme non étudiée de rayons cathodiques 243

ROBERT VON HELMHOLTZ. — Expériences avec un jet de vapeur 252

ROBERT VON HELMHOLTZ et F. RICHARZ. — Actions d'origine chimique et électrique influençant le jet de vapeur 255

H. HERTZ. — Sur une influence de la lumière ultra-violette sur la décharge électrique 261

HITTORF. — Sur la conductibilité électrique des gaz 270

H.-E. HURST et J.-S. TOWNSEND. — La production des ions par le choc des ions positifs et théorie du potentiel disruptif 1005

W. KAUFMANN. — La déviabilité magnétique et électrique des rayons de Becquerel 284

W. KAUFMANN. — Sur la masse électromagnétique des électrons 294

W. KAUFMANN. — *Voir* le Mémoire de M. SIMON, Sur le rapport de la charge électrique à la masse des rayons cathodiques, p. 715.

Pages.

P.-J. Kirkby. — Sur la conductibilité produite dans l'air par les chocs des ions négatifs 308
P.-J. Kirkby et J.-S. Townsend. — Conductibilité produite dans l'hydrogène et le gaz carbonique par les chocs des ions chargés négativement 971
P. Langevin. — Extraits de diverses Notes 310
J. Larmor. — Notice historique 334
J. Larmor. — Extraits de l'Ouvrage « Aether and Matter » 336
Philipp Lenard. — Extraits de différents Mémoires 362
H.-A. Lorentz. — Sur la théorie des électrons 430
H.-A. Lorentz. — Phénomènes électromagnétiques dans un système qui se meut avec une vitesse inférieure à celle de la lumière 477
H.-A. Lorentz. — Émission et absorption par les métaux 500
J.-A. Mc Clelland. — Sur la conductibilité des gaz chauds extraits des flammes 513
R.-K. Mc Clung. — La recombinaison des ions dans les gaz à différentes pressions 522
R.-K. Mc Clung. — Effets de la température sur l'ionisation produite par les rayons de Röntgen 533
Erich Marx. — Sur l'effet Hall dans les gaz de la flamme 537
G. Moreau. — De l'ionisation thermique des vapeurs salines 540
H. Pellat. — Reproduction des parties principales de Notes ou Mémoires 547
Jean Perrin. — Électrisation des rayons cathodiques et ionisation due aux rayons X 558
Plucker. — De l'influence d'un aimant sur les décharges électriques dans les gaz raréfiés 566
H. Poincaré. — Sur la dynamique de l'électron 576
O.-W. Richardson. — Conductibilité électrique communiquée au vide par les conducteurs chauds 581
Eduard Riecke. — Contribution à la théorie des électrons et des ions 602
A. Righi. — Phénomènes électriques produits par les rayons de Röntgen 615
A. Righi. — Convection électrique suivant les lignes de force 617
E. Rutherford. — La mobilité des ions et leur vitesse de recombinaison dans les gaz röntgenisés 619
E. Rutherford. — Les rayons de l'uranium et la conduction électrique produite par eux 638
E. Rutherford. — La décharge des corps électrisés par la lumière ultraviolette 667
E. Rutherford. — La déviation électrique et magnétique des rayons peu pénétrants du radium 681
E. Rutherford et J.-J. Thomson. — Sur le passage de l'électricité à travers les gaz exposés aux rayons de Röntgen 764
Sagnac. — Extraits de ses publications 684
G. Sagnac et P. Curie. — Électrisation négative des rayons secondaires issus de la transformation des rayons X 140
A. Schuster. — Décharge de l'électricité dans les gaz 706
S. Simon. — Sur le rapport de la charge électrique à la masse des rayons cathodiques 715
J. Stark. — L'origine des spectres électriques des gaz 736
J. Stark. — Sur l'ionisation par le choc des ions positifs et négatifs 744
J. Stark. — Sur le mécanisme de l'arc électrique 751
J.-J. Thomson. — Sur les effets électriques et magnétiques produits par le mouvement des corps électrisés 756

Pages.

J.-J. Thomson. — Décharge de l'électricité produite par les rayons de Röntgen; effets produits par les rayons sur les diélectriques qu'ils traversent..... 761
J.-J. Thomson et Rutherford. — Sur le passage de l'électricité à travers les gaz exposés aux rayons de Röntgen..... 764
J.-J. Thomson. — Rayons cathodiques..... 779
J.-J. Thomson. — Sur la charge électrique transportée par les ions produits par les rayons Röntgen..... 802
J.-J. Thomson. — Théorie de la relation entre les rayons cathodiques et les rayons Röntgen..... 819
J.-J. Thomson. — Sur la relation entre la composition chimique d'un gaz et l'ionisation qu'y déterminent les rayons Röntgen..... 832
J.-J. Thomson. — Sur la théorie de la conductibilité électrique produite dans les gaz par les ions chargés..... 837
J.-J. Thomson. — La production des ions dans la décharge de l'électricité.... 855
J.-J. Thomson. — Sur une sorte de radiation facilement absorbable produite par le choc des rayons cathodiques lents; et sur une théorie de la lueur négative, de l'espace sombre et de la colonne positive..... 861
J.-J. Thomson. — Sur la charge électrique transportée par un ion gazeux..... 872
J. Townsend. — Conductibilité produite dans les gaz par les chocs des ions chargés négativement..... 881
J. Townsend. — Sur les propriétés électriques des gaz récemment préparés... 904
J. Townsend. — La diffusion des ions dans les gaz..... 920
J. Townsend. — La diffusion des ions produits dans l'air par l'action d'une substance radioactive, de la lumière ultra-violette et à l'aide de la décharge par les pointes..... 951
J. Townsend et P.-J. Kirkby. — Conductibilité produite dans l'hydrogène et le gaz carbonique par les chocs des ions chargés négativement..... 971
J. Townsend. — La conductibilité produite dans les gaz à l'aide de la lumière ultra-violette..... 974
J. Townsend. — La conductibilité produite dans les gaz à l'aide de la lumière ultra-violette..... 984
J. Townsend. — Production des ions par les chocs des ions positifs dans un gaz; et théorie du potentiel disruptif..... 991
J. Townsend et H.-E. Hurst. — La production des ions par le choc des ions positifs et théorie du potentiel disruptif..... 1005
J. Townsend. — Note sur le potentiel nécessaire pour maintenir un courant dans un gaz..... 1009
P. Villard. — La formation des rayons cathodiques..... 1013
E. Wiechert. — Recherches expérimentales sur la vitesse et sur la déviation magnétique des rayons cathodiques..... 1029
E. Wiedemann et H. Ebert. — Sur la prétendue répulsion de deux faisceaux cathodiques parallèles..... 1056
E. Wiedemann. — Sur une nouvelle sorte de rayons produits par les étincelles et les décharges électriques..... 1058
W. Wien. — Recherches sur la décharge électrique dans les gaz raréfiés..... 1061
W. Wien. — Sur la possibilité d'un fondement électromagnétique de la Mécanique..... 1065
C.-T.-R. Wilson. — Sur les noyaux de condensation produits dans les gaz par l'action des rayons de Röntgen, des rayons uraniques, de la lumière ultra-violette et d'autres agents..... 1076
C.-T.-R. Wilson. — Sur l'efficacité relative des ions positifs et négatifs comme centre de condensation..... 1087

Pages.

HAROLD-A. WILSON. — Sur la conductibilité électrique de l'air et des vapeurs salines 1095

HAROLD-A. WILSON. — Les lois de l'électrolyse des vapeurs des sels alcalins... 1099

HAROLD-A. WILSON. — Détermination de la charge des ions produits dans l'air par les rayons Röntgen 1107

M.-J. ZELENY. — Mobilités des ions produits dans les gaz par les rayons de Röntgen 1117

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

36317 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS (6e).

ABRAHAM (**Henri**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Secrétaire général de la Société française de Physique. — **Recueil d'expériences élémentaires de Physique**, publié avec la collaboration de nombreux physiciens. Deux volumes in-8° (23 × 14).

Ire Partie : *Travaux d'atelier. Géométrie et Mécanique. Hydrostatique. Chaleur.* Vol. de XII-247 pages avec 260 figures; 1904.

Broché..... 3 fr. 75 | Cartonné..... 5 fr.

IIe Partie : *Acoustique. Optique. Électricité et Magnétisme.* Volume de XII-454 pages, avec 424 figures; 1904.

Broché..... 6 fr. 25 | Cartonné..... 7 fr. 50

MASCART (**E.**), Membre de l'Institut, professeur au Collège de France, Directeur du Bureau central météorologique. — **Traité d'Optique**. 3 volumes grand in-8 avec Atlas, se vendant séparément.

Tome I : *Systèmes optiques. Interférences. Vibrations. Diffraction. Polarisation. Double réfraction.* Avec 199 fig. et 2 pl.; 1889... 20 fr.

Tome II et Atlas : *Propriétés des cristaux. Polarisation rotatoire. Réflexion vitrée. Réflexion métallique. Réflexion cristalline. Polarisation chromatique.* Avec 113 figures et Atlas contenant 2 belles planches sur cuivre dont une en couleur (Propriétés des cristaux. Coloration des cristaux par les interférences); 1891..... 24 fr.

Tome III : *Polarisation par diffraction. Propagation de la lumière. Photométrie. Réfractions astronomiques.* Avec 83 figures; 1894... 20 fr.

PELLAT (**H.**), Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris. — **Cours d'Électricité**. (Cours de la Faculté des Sciences.) 3 volumes grand in-8 se vendant séparément :

Tome I : *Électrostatique. Lois d'Ohm. Thermo-électricité.* Volume de VI-329 pages avec 143 figures; 1901..... 10 fr.

Tome II : *Électrodynamique. Magnétisme. Induction. Mesures électro-magnétiques.* Volume de IV-574 pages, avec 221 figures; 1903... 18 fr.

Tome III : *Électrolyse. Électrocapillarité, etc.*... (*En préparation*).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE. — **Collection de Mémoires sur la Physique**, publiés par la Société française de Physique.

Tome I. — *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de *Potier*). Un beau volume grand in-8, avec figures et planches; 1884..... 12 fr.

Tome II. — *Mémoires sur l'Électrodynamique*, Ire Partie (publiés par les soins de *Joubert*). Grand in-8, avec figures et planche; 1885..... 12 fr.

Tome III. — *Mémoires sur l'Électrodynamique*, IIe Partie (publiés par les soins de *Joubert*). Grand in-8, avec figures; 1887..... 12 fr.

Tome IV. — *Mémoires sur le pendule, précédés d'une Introduction historique et d'une Bibliographie* (publiés par les soins de *C. Wolf*). Ce volume contient des Mémoires de *La Condamine, Borda et Cassini, de Prony, Henry Kater, F.-W. Bessel.* Grand in-8, avec figures et 7 planches; 1889..... 12 fr.

Tome V. — *Mémoires sur le pendule* (publiés par les soins de *C. Wolf*). Ce volume contient des Mémoires de *Bessel, Sabine, Baily, Stokes.* Grand in-8, avec figures et une planche; 1891..... 12 fr.

36317 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins, 55.

THE NEW YORK PUBLIC LIBRARY
REFERENCE DEPARTMENT

This book is under no circumstances to be taken from the Building

Form 419